

Herbert Schramm

DER EINFLUSS VON GASART UND DRUCK
AUF DIE LEBENSDAUER VON ELEKTRONEN
IM FOKUSSIERENDEN MAGNETFELD

Frankfurt am Main 1966



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546410_0007

Druck: Bildstelle der J.W. Goethe-Universität
Frankfurt a. M.

Der Einfluß von Gasart und
Druck auf die Lebensdauer
von Elektronen im fokus-
sierenden Magnetfeld

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann Wolfgang Goethe - Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von

Herbert Schramm

Frankfurt am Main

1966

Dekan : Spektabilität Prof. Dr. Herbert Staude

1. Berichterstatter : Prof. Dr. Hermann Dänzer

2. Berichterstatter : Prof. Dr. Werner Martienssen

Tag der mündlichen Prüfung : 12. Juli 1966

Gedruckt mit Genehmigung
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Johann Wolfgang Goethe - Universität
Frankfurt am Main



Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	4
2. Das Meßprinzip	5
3. Der Zyklotronbetrieb	7
4. Zum Stoßmechanismus	10
5. Fokussierung	13
6. Das fiktive Potential der Teilchenbewegung	18
7. Der Fokussierungsgrad	21
8. Ausmessung des Feldes	24
9. Druckmessung	28
10. Restgasanalyse und Reinheitsgrad der Gase	33
11. Bestimmung der Lebensdauer	39
12. Zusammenstellung der Meßergebnisse	42
13. Zusammenfassung	64
14. Anhang: Das Magnetfeld	66
15. Literatur	72
16. Lebenslauf des Verfassers	73

1. Einleitung

Untersuchungen von Bundke [1] über die Lebensdauer von Elektronenbahnen im fokussierenden Magnetfeld haben gezeigt, daß nach etwa 10^{-4} sec die umlaufenden Elektronen aus der Bahn ausgeschieden sind. Die Ursachen dieser begrenzten Laufzeit sind bis heute noch nicht quantitativ geklärt. Es erschien daher angebracht, durch eingehende Messungen eine umfassendere experimentelle Grundlage für theoretische Untersuchungen bereitzustellen. Die Ergebnisse deuten daraufhin, daß im wesentlichen die elastische Streuung der Elektronen an den Molekülen des Restgases das Ausscheiden aus der Bahn verursacht.

Für Elektronen höherer Energie sind die Ursachen der Abnahme der Teilchenzahlen im Zusammenhang mit Speicherringproblemen von Interesse. Auch hier wird diese Abnahme u.a. auf die Vielfachstreuung an den Molekülen des Restgases zurückgeführt, wie Arbeiten von Greenberg [2], Moravcsik [3] und Sellen[4] gezeigt haben.

Die vorliegende Arbeit untersucht daher den Einfluß von Gasart und Druck auf die Lebensdauer der Bahnen monoenergetischer (6,2. KeV) Elektronen.

2. Das Meßprinzip

Das Meßprinzip und die Apparatur ist in früheren Arbeiten von Bundke eingehend beschrieben worden [1], [10]. Der Grundgedanke sei jedoch noch einmal kurz wiederholt: Die von einer Wolframkathode erzeugten Elektronen werden nach dem Zyklotronprinzip beschleunigt und gelangen auf den Sollkreis in die Nähe des Dee - Randes. Nachdem die Elektronenemission (durch eine Wehneltspannung) und die HF - Spannung ausgeschaltet sind, laufen die Elektronen auf dem Sollkreis, ohne daß neue Teilchen hinzukommen. Durch Zusammenstöße mit den Molekülen des Restgases nimmt ihre Zahl jedoch ab, so daß die Lebensdauer des umlaufenden Strahls begrenzt ist. Oberhalb des Sollkreises befindet sich eine Kupferplatte mit einer Auffangkammer. (Abb.1) Legt man eine hinreichend hohe Sammelspannung an die Platte, so werden die Elektronen, die sich zu diesem Zeitpunkt noch auf dem Sollkreis befinden, in die Auffangkammer gezogen und treffen dort auf einen Leuchtschirm. Die entstehenden Lichtquanten werden einem Photo - Multiplier zugeführt. Der elektrische Impuls ist dann proportional der Anzahl der auf dem Leuchtschirm auftreffenden Strahlelektronen; er wird synchron mit der Sammelspannung und der Wehneltspannung des Einschußsystems oszillographiert.

Der zeitliche Abstand zwischen Ende des Einschußvorganges und Einsatz der (kastenförmigen) Sammelspannung läßt sich variieren. (Abb.2) Damit kann man die Anzahl der noch vorhandenen Strahlelektronen als Funktion der Zeit erhalten.

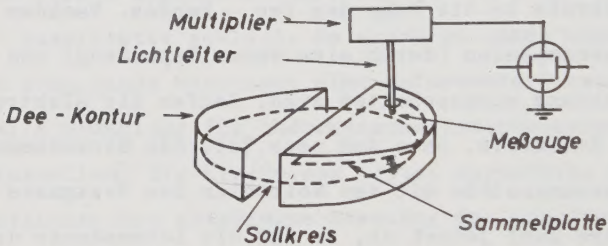


Abb. 1 Prinzip der Meßanordnung

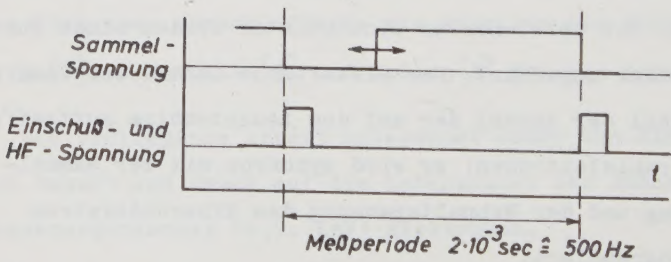


Abb. 2 Zeitlicher Verlauf der Spannungen

3. Der Zyklotronbetrieb

Auch um einen Vergleich mit späteren Arbeiten zu ermöglichen, werden im folgenden die für den Betrieb des Zyklotrons wesentlichen Daten zusammengestellt. Dabei bedeuten m die Masse, e die Ladung und v die Geschwindigkeit eines Elektrons, r seinen Bahnradius. c ist die Lichtgeschwindigkeit und B die Axialkomponente der magnetischen Feldstärke.

Die Frequenz des HF - Senders beträgt $\nu = 100$ MHz. Mit der Zyklotronbedingung

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e}{c} vB \quad (1)$$

ergibt sich damit für die erforderliche magnetische Feldstärke $B = 35,7 \text{ T}$.

Das Einschußsystem (Schlitz im Wehneltzylinder) hatte den Abstand $d = 1,75$ cm vom Mittelpunkt. Mit

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} mv^2 \quad (2)$$

erhält man für die erforderliche Einschußspannung U_a :

$$U_a = \frac{1}{2} \frac{e}{mc} (rB)^2 \quad (3)$$

Dies ergibt einen Mindestwert von $U_a = 345 \text{ V}$. Damit die Elek-

tronen nach dem ersten Umlauf nicht wieder auf das Einschußsystem treffen sondern (nach außen hin) daran vorbei können, muß eine höhere Beschleunigungsspannung verfügbar sein. Berücksichtigt man eine HF - Spannung von ca. 80 V, die beim Passieren des Dee - Zwischenraumes zusätzlich beschleunigt, dann genügt bereits eine Einschußspannung von ca. 300 V, um den Zyklotronbetrieb zu gewährleisten. Beim Betrieb zeigt sich in der Tat, daß eine weitere Erhöhung von U_a die Strahlintensität kaum beeinflusst - konstante Heizleistung vorausgesetzt.

Die Energie der Elektronen am Sollkreis $r_0 = 7,5$ cm beträgt

$$E_{kin} = e \cdot \frac{1}{2} \frac{e}{mc} (r_0 B)^2 \quad (4)$$

Dem entsprechen die Werte:

$$E_{kin} = 6,18 \text{ keV}$$

$$v = 4,65 \cdot 10^9 \text{ cm/sec}$$

$$\beta = \frac{v}{c} = 0,155$$

$$m = m_0 \cdot 1,012$$

Dabei bedeutet m_0 die Ruhemasse des Elektrons. Dies zeigt, daß man sich noch im nichtrelativistischen Gebiet befindet.

Für den Impuls p erhält man:

$$p = 4,25 \cdot 10^{-21} \text{ g } \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

Für die de Broglie - Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{p}$ ergibt sich:

$\lambda = 0,16 \text{ Å}$ (Bohrscher H - Radius : $0,53 \text{ Å}$), d.h. die Wellenlänge ist noch klein gegenüber den Abmessungen der streuenden Moleküle. Man kann daher die Elektronen durchaus noch als Korpuskeln auffassen.

Bei Teilchenbeschleunigern (Synchrotron!) wird die erreichbare Endenergie im wesentlichen durch die Abstrahlung bestimmt. Es erscheint daher angebracht, den Einfluß der Abstrahlung auch im vorliegenden Fall der verhältnismäßig langsamen Elektronen zu untersuchen. Für den Mittelwert $\bar{L}$ der abgestrahlten Leistung der Elektronen auf dem Sollkreis r_0 erhält man nach [5] :

$$\bar{L} = \frac{1}{12\pi} \cdot \frac{e^2 r_0^2 \omega^4}{c \cdot \epsilon_0} \quad (5)$$

Dabei bedeutet ϵ_0 die absolute Dielektrizitätskonstante und ω die Kreisfrequenz der beschleunigten Elektronen.

Für $r_0 = 7,5 \text{ cm}$; $\omega = \frac{1}{2\pi} \cdot 10^8 \text{ Hz}$ wird $\bar{L} = 10^{-3} \text{ eV /sec}$

Die beobachteten Laufzeiten liegen in der Größenordnung von 10^{-4} sec. Dies ergibt einen Energieverlust von ca. 10^{-7} eV der 6,2 keV - Elektronen während ihrer Umlaufszeit. Der Energieverlust durch Abstrahlung ist demnach für die folgenden Betrachtungen belanglos.

4. Zum Stoßmechanismus

Die Lebensdauer der Bahnen wird durch die Zusammenstöße der Elektronen mit den Molekülen des Restgases bestimmt. Die folgenden Überlegungen sollen dazu dienen, diesen Stoßmechanismus zu überblicken:

Aus der beschleunigenden HF - Spannung und der erreichten Endenergie läßt sich die Anzahl der Umläufe bis zur Erreichung des Sollkreises abschätzen. Mit der peak-to-peak HF - Spannung 80 V bringt ein ganzer Umlauf (zweimaliges Passieren des Dee - Zwischenraumes) einen Energiegewinn von 160 eV. Für 6200 eV Endenergie ergibt dies ca. 40 Umläufe beim Beschleunigungsvorgang. Dabei wird ein Weg von ca. 12 m in der Zeit von $0,4 \cdot 10^{-6}$ sec zurückgelegt.

Die mittlere Lebensdauer τ der Elektronenbahnen auf dem Sollkreis liegt - wie die Messungen in dieser Arbeit gezeigt haben - zwischen ca. 50 μ sec und 200 μ sec. Dabei ist die mittlere Lebensdauer τ so definiert, daß nach τ sec noch der $\frac{1}{e}$ - te Teil der ursprünglichen Elektronenzahl in der Umlaufbahn vorhanden ist. Zwischen zurückgelegtem Weg s und der

dazu benötigten Zeit besteht die Beziehung:

$$s = v \cdot \tau \quad (6a)$$

bzw.

$$s = \omega \cdot r_0 \cdot \tau \quad (6b)$$

Damit erhält man eine mittlere Reichweite^{*)} von ca 2 bis 10 km und eine Anzahl von 4000 bis 20 000 Umläufen.

Für die mittlere freie Weglänge Λ der Bewegung von Elektronen in einem Gas gilt nach [6] :

$$\Lambda = \frac{4}{\pi d^2 \cdot N_V} \quad (7)$$

wobei d der Moleküldurchmesser und N_V die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit bedeutet.

Für Luft wird daraus:

$$\Lambda \text{ (cm)} = 2 \cdot 10^{-2} \frac{1}{p_{\text{(Torr)}}} \quad (8)$$

Für einen Druck von $2 \cdot 10^{-6}$ Torr ergibt dies eine mittlere freie Weglänge von ca. 0,1 km; andererseits beträgt die aus der Lebensdauer der Strahlelektronen bestimmte Reichweite für $p = 2 \cdot 10^{-6}$ Torr ca. 5 km; d.h. die Elektronen haben im Mittel etwa 50 Stöße vollzogen, ehe sie aus dem Umlauf

+) Analog ist die mittlere Reichweite so definiert, daß beim Zurücklegen der Reichweite als Wegstrecke noch der $1/e$ -te Teil der ursprünglichen Elektronenanzahl in der Umlaufbahn vorhanden ist.

ausscheiden.

Damit ergibt sich ein deutlicher Hinweis auf die Art der Stöße, die das Ausscheiden der Elektronen aus der Umlaufbahn verursachen: es sind elastische Stöße, wobei man sich im Bereich zwischen Mehrfach- und Vielfachstreuung befindet. Die Elektronen werden dabei aus der Potentialmulde, die durch die magnetische Fokussierung bedingt ist, herausgetragen und gelangen zu den geerdeten Metallteilen der Zyklotron - Dees. Eine quantitative Diskussion dieser Erscheinungen soll einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

Abschließend soll noch die Genauigkeit in der Festlegung der Teilchenenergie betrachtet werden: Da der Auffangschirm einen endlichen Durchmesser hat (5 mm), wird an Stelle eines Sollkreises ein Sollkreisring ausgesondert. Die Elektronen sind also nicht streng monoenergetisch sondern umfassen einen endlichen Energiebereich.

Aus $U = \frac{1}{2} \frac{e}{mc} (rB)^2$ folgt durch Einsetzen der gegebenen Daten:

$$U = 112 \, r^2 \quad (9)$$

$$\Delta U = 224 \, r \, \Delta r \quad (9a)$$

$$\Delta U = 840 \, \text{Volt} \quad (9b)$$

Damit gilt für die Energie: $E = (6,2 \pm 0,4) \, \text{KeV}$.

5. Fokussierung

Wegen des endlichen Öffnungswinkels, unter dem die Elektronen in die Bahn auf dem Sollkreis eingeschleust werden, und infolge der Zusammenstöße mit den Molekülen des Restgases würde sich der Querschnitt des Bündels, das von der Gesamtheit der Bahnkurven gebildet wird, immer mehr verbreitern. Es ist daher notwendig, durch einen geeigneten Verlauf des Magnetfeldes - wie beim Zyklotron - zusätzlich Kräfte zu schaffen, die bei einer kleinen Abweichung der Elektronen vom Sollkreis diese veranlassen, wieder auf die ursprüngliche Bahn zurückzukehren.

Es liegt auf der Hand, daß gerade die Kenntnis dieser Fokussierungskräfte es gestattet, Aussagen über die Ursache der Abnahme des Teilchenstrahls zu machen.

Neben der Veränderung von Gasart und Druck, die im Mittelpunkt der Betrachtung steht, wird mithin die Variation der Fokussierung von entscheidender Bedeutung sein.

Die für die Fokussierung kennzeichnende Größe ist bekanntlich der Feldindex $n = -\frac{r}{B} \frac{\partial B}{\partial r}$; sein Betrag wird im wesentlichen durch den Feldverlauf in radialer Richtung bestimmt.

Das zur Führung der Elektronen benötigte Magnetfeld kann durch ein Helmholtzfeld erzeugt werden, d.h. durch zwei koaxiale, vom Strom gleichsinnig durchflossenen Spulen, deren Abstand gleich ihrem Radius ist. Den Feldverlauf, der in einem großen Bereich sehr homogen ist, zeigt Abbildung 3.

Um den Feldabfall zu variieren, wird in die Symmetrieebene des Helmholtzfeldes eine vom Strom gegensinnig durchflossene Einzelspule (die Gegenfeldspule) gebracht.

Abb. 4 zeigt den radialen Feldverlauf für die Gegenfeldspule, wobei der Feldanstieg in erster Näherung durch eine quadratische Parabel dargestellt werden kann.

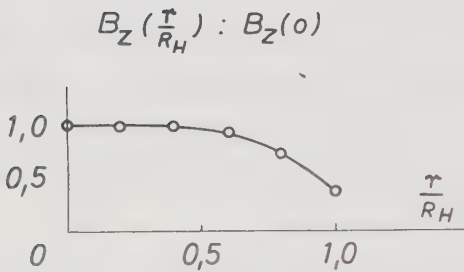


Abb. 3 Feldverlauf bei den Helmholtzspulen

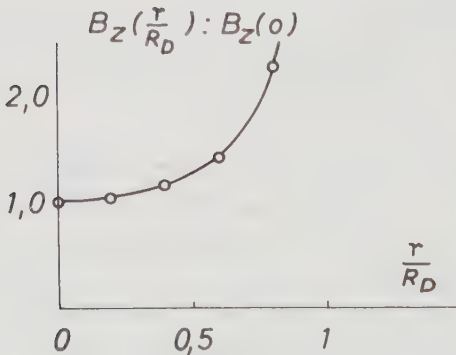


Abb. 4 Feldverlauf bei der Einzelspule

Die Superposition von Helmholtzfeld und Gegenfeld liefert dann einen passenden Feldabfall. Das Lichtbild zeigt die Anordnung der Spulen und gibt zugleich einen Überblick über die gesamte Meßapparatur.

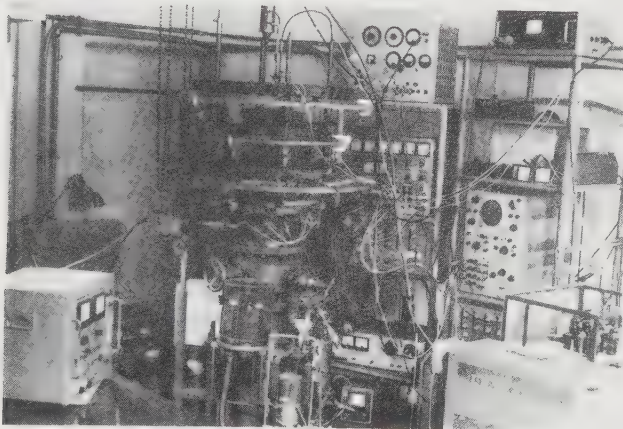


Abb. 5 Die Meßapparatur

Um abzuschätzen, welchen Einfluß der endliche Wicklungsquerschnitt auf den Feldindex als charakteristische Größe hat, wird die verwendete Spulenanordnung einer genauen theoretischen Untersuchung unterzogen. Da entsprechende Untersuchungen in einer für die experimentelle Praxis brauchbaren

Form nicht vorliegen, erscheint es vielleicht angebracht, einen Abriß der im übrigen umfangreichen Rechnungen zu bringen. Überdies ist auch bei anderen Problemen, bei denen man leicht zugängliche Magnetfelder benötigt, die Abschätzung des endlichen Wirkungsquerschnittes von Interesse.

Die ausführliche Darstellung der Ergebnisse würde an dieser Stelle jedoch zu viel Platz beanspruchen, sie sei deshalb in den Anhang verwiesen. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß bei der vorliegenden Versuchsanordnung der endliche Querschnitt des Spulenkörpers vernachlässigt werden kann. Deshalb kann man die Ergebnisse benutzen, die die Verhältnisse bei ideal dünnen Leitern beschreiben.

Die Aufgabe, den Feldindex n zu variieren, wird bei der vorliegenden Versuchsanordnung dadurch gelöst, daß man das Verhältnis α der durch die Helmholtzspulen und die Gegenfeldspule fließenden Ströme variiert. Es seien daher I_D der durch die Gegenfeldspule, I_H der durch die Helmholtzspulen fließende Strom. Dann gilt:

$$I_D = \alpha I_H \quad (10)$$

Am Ort des Sollkreises ergibt sich für die axiale Komponente B_z der Feldstärke (unter Berücksichtigung der hier vorliegenden Spulengeometrie)

$$B_z = (7,49 - 3,42 \alpha) \cdot I_H \quad (11)$$

Dabei wird B_z in Gauß und I_H in Ampere gemessen.

Für das Resonanzfeld $B_z^{\text{res}} = 35,7$ Gauß sind - je nach dem gewählten Stromverhältnis - bestimmte Wertepaare I_H und I_D möglich (s. Abb. 6).

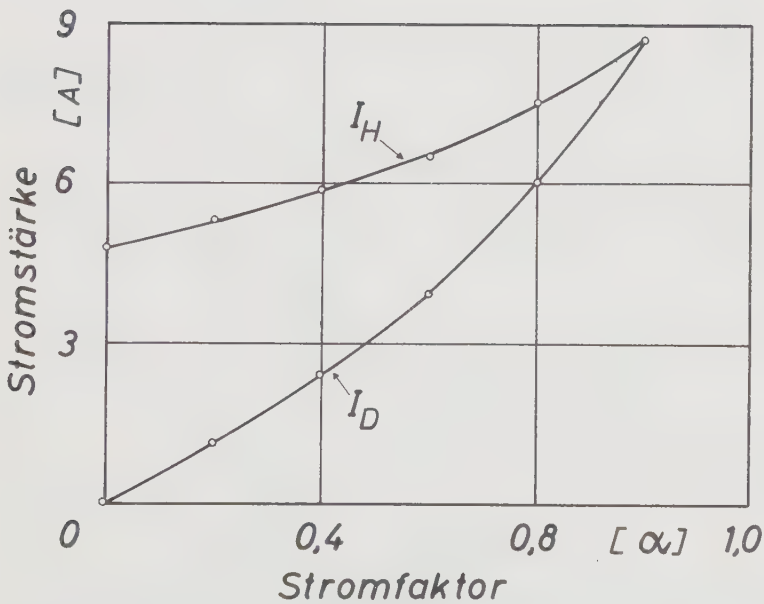


Abb. 6 Verhältnis der Stromstärken für das Resonanzfeld

6. Das fiktive Potential der Teilchenbewegung

Die Fokussierung im Magnetfeld kann man durch die Bewegung der Elektronen in einer Potentialmulde beschreiben. Im folgenden wird die Beschaffenheit der Potentialmulden und deren Einfluß auf radiale und axiale Fokussierung untersucht.

Das betrachtete Magnetfeld soll rotationssymmetrisch sein, seine Achse fällt mit der Achse des Zyklotrons zusammen. Zur Beschreibung der Bewegung führt man Zylinderkoordinaten ein: die Symmetrieachse sei z-Achse, z sei der Abstand von der Mittelebene, in der die Dees liegen, r der Abstand des Elektrons von der z-Achse, φ das Azimut (s. Abb. 7).

Wie in [7] und [8] gezeigt wird, ergibt sich für die Elektronenbewegung im zeitlich konstanten Magnetfeld:

(e bedeutet $|e|$; K_r und K_z sind die Kraftkomponenten in radialer bzw. axialer Richtung, L_z der Drehimpuls)

$$K_r = \frac{d}{dt} \left(m \frac{dr}{dt} \right) = m r \dot{\varphi}^2 + \frac{e}{c} B_z r \dot{\varphi} \quad (12)$$

$$K_z = \frac{d}{dt} \left(m \frac{dz}{dt} \right) = - \frac{e}{c} B_r r \dot{\varphi} \quad (13)$$

$$L_z = \frac{d}{dt} (m r^2 \dot{\varphi}) = - \frac{e}{c} B_z r \frac{dr}{dt} + \frac{e}{c} B_r r \frac{dz}{dt} \quad (14)$$

Mit

$$B = \text{rot } A, \quad (15)$$

wobei B die Feldstärke und A das Vektorpotential

und

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} &= \frac{\partial A}{\partial r} \cdot \frac{dr}{dt} + \frac{\partial A}{\partial z} \frac{dz}{dt} \\ &= \left(B_z - \frac{A}{r} \right) \frac{dr}{dt} - B_r \frac{dz}{dt} \end{aligned} \quad (16)$$

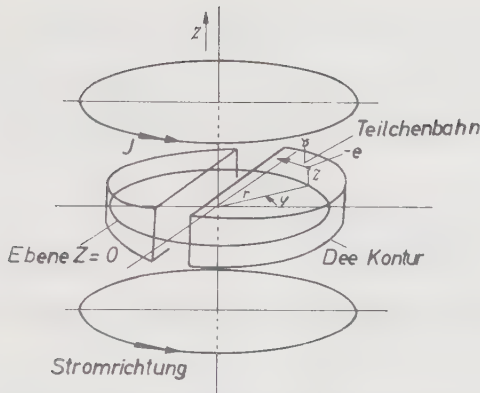


Abb. 7 Veranschaulichung von Strom- und Teilchengeometrie beim Elektronenzyklotron

und (14) wird

$$mr^2\dot{\varphi} = \frac{e}{c} r A + C. \quad (17)$$

Setzt man dies in die Gleichungen für K_r und K_z ein, so wird:

$$m\ddot{r} = \frac{\partial Q}{\partial r} \quad (18a)$$

$$m\ddot{z} = \frac{\partial Q}{\partial z} \quad (18b)$$

mit

$$Q = -\frac{1}{2m} \left(-\frac{e}{c} A + \frac{C}{r} \right)^2 \quad (19)$$

Demnach ist die "potentielle" Energie der Teilchenbewegung:

$$E = \frac{m}{2} \left(\frac{e}{mc} \right)^2 \left(A - c \frac{C}{e} \cdot \frac{1}{r} \right)^2. \quad (20)$$

Für den Sollkreis $r = r_0$ der Teilchenbewegung gilt:

$$\frac{mv^2}{r_0} = -\frac{e}{c} v B_z(r_0, z_0) \quad (21)$$

wobei v die Tangentialgeschwindigkeit auf dem Sollkreis ist ($v = r \cdot \dot{\varphi}$), nach (12). Zusammen mit (17) und (15) ergibt dies

$$C = -\frac{1}{c} e r_0^2 \left. \frac{\partial A}{\partial r} \right|_{r_0, z_0} \quad (22)$$

Damit erhält man die potentielle Teilchenenergie:

$$E = \frac{m}{2} \left(\frac{e}{mc} \right)^2 \left(A + r_0^2 \left. \frac{\partial A}{\partial r} \right|_{r_0, z_0} \cdot \frac{1}{r} \right)^2 \quad (23)$$

die vorkommenden Größen sind in Einheiten des absoluten (Gaußschen) Maßsystems einzusetzen.

Man mißt das Vektorpotential A in $\Gamma \cdot \text{cm}$ und die Energie in eV, dann gilt für die potentielle Energie eines Elektrons:

$$E = 8,79 \cdot 10^{-2} \left(A + \frac{1}{r} \left. \frac{\partial A}{\partial r} \right|_{r_0, z_0} \right)^2 \quad (24)$$

Dieser Ausdruck für die Energie wird an der Stelle des Sollkreises in eine Potenzreihe entwickelt.

Im Folgenden sei ξ der auf den Radius der Gegenfeldspule normierte Abstand des Elektrons von der Gleichgewichtslage in radialer Richtung, η der entsprechende Abstand in axialer Richtung und $\psi(\xi, \eta)$ die fiktive potentielle Energie des Elektrons in Bezug auf die Gleichgewichtslage $\xi = 0, \eta = 0$ auf dem Sollkreis. Es gilt also:

$$\psi(\xi, \eta) = E(\xi, \eta) - E(0, 0) \quad (25)$$

Vernachlässigt man in der Potenzreihenentwicklung für ψ die höheren Potenzen von ξ und η , so erhält man eine quadratische Form

$$\psi(\xi, \eta) = a\xi^2 + b\eta^2. \quad (26)$$

Die Größen a und b sind wohlbestimmte Funktionen der geometrischen Abmessungen der Spulenanordnung und der Stromverteilung α . Die numerische Auswertung ergibt für die vorliegende experimentelle Anordnung:

$$\begin{aligned} \psi(\xi; \eta; \alpha) = & 6,35 \cdot 10^4 \cdot \frac{1-0,553}{1-0,457} \frac{\alpha}{\alpha} \xi^2 \\ & + 0,465 \cdot 10^4 \frac{\alpha}{1-0,457} \eta^2 \end{aligned} \quad (27)$$

a ist ein Maß für die radiale, b ein Maß für die axiale Fokussierung. Der Vergleich der Koeffizienten von ξ^2 und η^2 zeigt, daß die radiale Fokussierung bei weitem stärker ist als die axiale. Diese verschwindet überdies, wenn α Null wird, d.h. wenn das Gegenfeld nicht mehr eingeschaltet ist. Radial wird immer fokussiert, die Abhängigkeit von α ist dabei nur schwach ausgeprägt.

7. Der Fokussierungsgrad χ

Die Gesamtfokussierung hängt also im wesentlichen nur von der axialen Fokussierung ab. Durch Variation von α läßt sich also die Gesamtfokussierung über einen weiten Bereich verändern.

Analog wie in [9] kann man durch die dimensionslose Zahl $\chi = \frac{b}{a}$ ein Maß für die Gesamtfokussierung gewinnen. Diese Größe χ , die im folgenden Fokussierungsgrad genannt werden soll, wird auch in der vorliegenden Arbeit zur Kennzeichnung der Fokussierung verwandt. Geometrisch bedeutet $\sqrt{\chi}$ das Verhältnis der beiden Halbachsen der Ellipsen, durch die die

Äquipotentiallinien dargestellt werden (s. Abb. 8). Großes κ bedeutet gute axiale und damit auch gute Gesamtfokussierung.

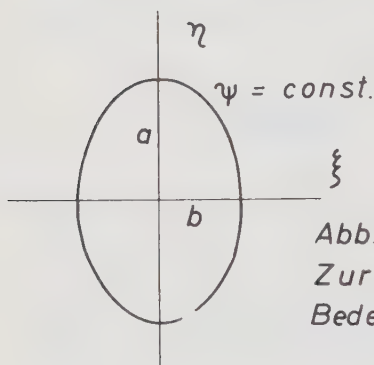


Abb. 8
Zur geometrischen
Bedeutung von κ

Es gilt:

$$\kappa = \frac{0,021 + 0,472 \alpha}{6,31 - 3,36 \alpha} \quad (28)$$

$$\alpha = \frac{6,31 \kappa - 0,021}{3,36 \kappa - 0,472} \quad (29)$$

Wie der Verfasser in [11] gezeigt hat, besteht zwischen κ und dem Feldindex n die Beziehung:

$$n = \frac{\kappa}{1 + \kappa} \quad (30a) \quad \kappa = \frac{n}{1 - n} \quad (30b)$$

Damit wird:

$$n = \frac{0,165 \alpha}{2,20 - \alpha} + \frac{0,0073}{2,20 - \alpha} \quad (31)$$

in verhältnismäßig guter Übereinstimmung mit der von Bundke [10] angegebenen Formel, die auf anderem Wege gewonnen wurde.

Die folgenden Diagramme zeigen die Zusammenhänge zwischen Fokussierungsgrad κ und Stromanteil α sowie zwischen Fokussierungsgrad κ und Feldindex n .

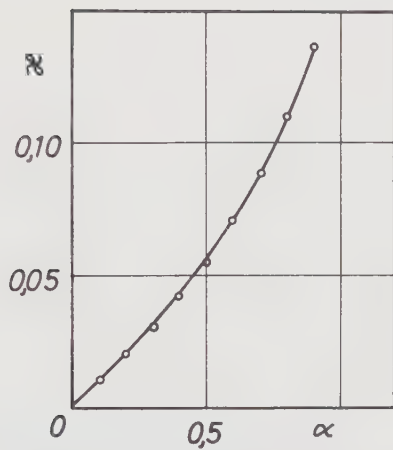


Abb. 9 Fokussierungsgrad x und Stromanteil α

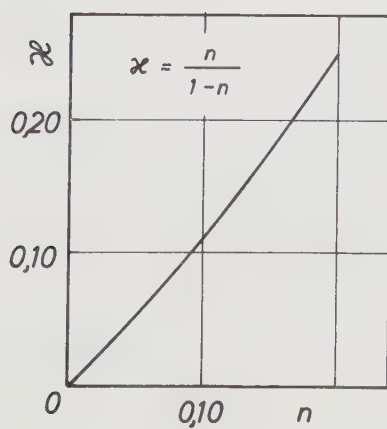


Abb.10 Fokussierungsgrad x und Feldindex n

8. Ausmessung des Feldes

Um einen experimentell gesicherten Überblick über den Verlauf des Feldes zu erhalten, wurde die axiale Feldstärkenkomponente $B_z(r, \alpha)$ mittels einer Hallsonde ausgemessen. Eine etwaige azimutale Asymmetrie war nicht festzustellen (Messung über einen ganzen Durchmesser), ebensowenig ein Einfluß der Wahl des Meßbereichs (50 $\varnothing$ und 100 $\varnothing$). Abb. 11 zeigt das Ergebnis der Messungen. Aufgetragen wird die auf das Mittelpunktssfeld normierte Feldstärke $B_z(r) : B_z(0) \cdot \frac{I_H}{I_D} = 5,0$ A bleibt konstant, mit I_D wird auch $\alpha = \frac{I_D}{I_H}$ variiert. Tabelle 1 gibt die reduzierte Größe $B_z(0) : I$.

Damit kann für jeden Punkt der Mittelebene und (durch Interpolation) für jeden Stromstärkenanteil α die Feldstärke ermittelt werden.

Von besonderem Interesse ist der Feldverlauf in der Umgebung des Sollkreises $r_0 = 7,5$ cm. Abb. 12 zeigt die Größe $B_z(r) : I$ - sowie zum Vergleich - $B_z(0) : I$ (gestrichelt).

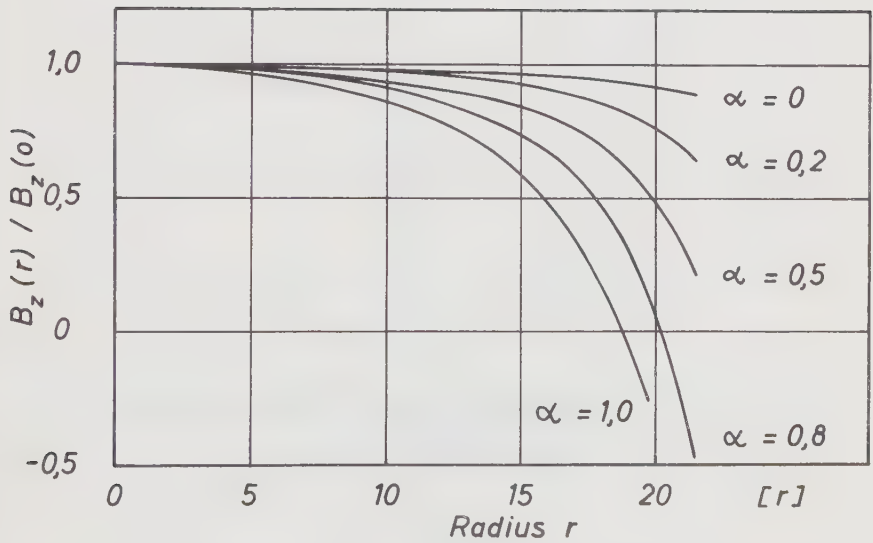


Abb. 11 Feldverlauf bei der Anordnung Helmholtzspulen - Gegenfeldspule

α	$B_z(0) : J$ $[T \cdot A^{-1}]$
1,0	3,86
0,8	5,10
0,6	5,35
0,5	5,84
0,4	6,20
0,2	6,72
0,0	7,55

*Tabelle 1: Stromanteil α und reduziertes
Mittelpunktsfeld*

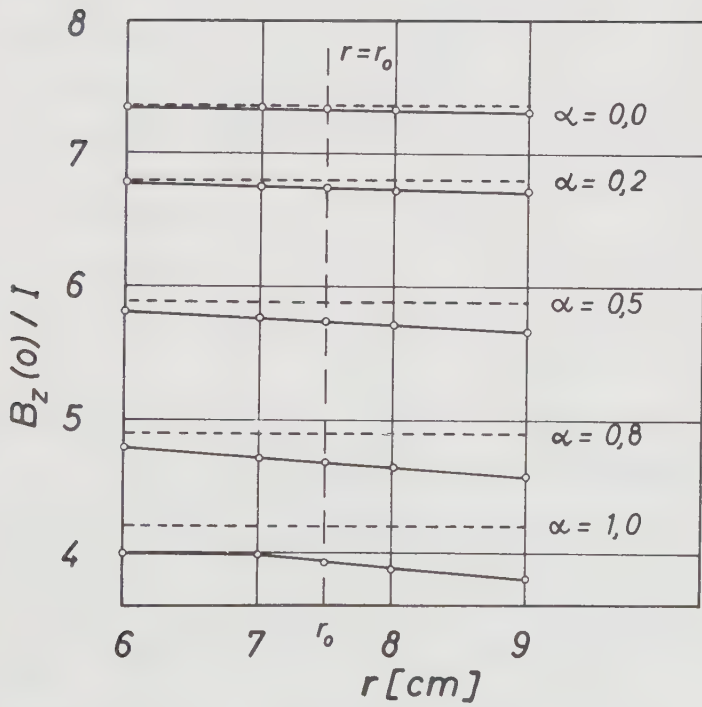


Abb. 12 Feldverlauf in der Umgebung des Sollkreises

9.) Druckmessung

Der apparative Aufbau der Vakuumanlage wurde bereits in [1] beschrieben. Das Wesentliche sei jedoch noch einmal kurz wiederholt. Der ca. 60 l fassende Rezipient ist durch ein Plattenventil von dem maschinell gekühlten Baffle getrennt, an das sich eine 1000 l- Öldiffusionspumpe anschließt. Eine 100 l- Dampfstrahlpumpe mit einer vorgeschalteten zweistufigen rotierenden Ölpumpe erzeugt ein Vorvakuum von ca. 10^{-3} - $5 \cdot 10^{-4}$ Torr. Das im Rezipienten erreichte Endvakuum betrug etwa $0,7 \cdot 10^{-6}$ Torr. Wegen der zahlreichen (nicht ausheizbaren) Durchföhrung und der porösen Konsistenz des Gußmessings, aus dem Grundplatte und Anschlußflansch bestehen, ist nur ein dynamisches Gleichgewicht beim Enddruck zu erhalten.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Verhältnisse bei der Druckmessung durch den Einsatz eines Topatrons (Fa. Leybold, Köln), wesentlich verbessert. Bei vorhergehenden Messungen [1] erfolgte die Druckmessung durch eine Ionisationsmanometerröhre, die mittels eines relativ engen Flansches an den Rezipienten angeschlossen war. Dadurch entstand ein Druckgradient: man erhielt im wesentlichen den Druck in der IM - Röhre und nicht den Druck im Kammerbereich des Zyklotrons. Dieser Druckgradient wurde andererseits durch die Pumpwirkung der IM - Röhre überkompensiert. Das Einbausystem des Topatrons befand sich hingegen unmittel-

bar im Flanschteil des Rezipienten; wegen der relativ großen lichten Weite (280 mm) ist dort selbst bei Hochvakuum kein nennenswerter Druckgradient vorhanden. Die Totaldruckanzeige des Topatrons ist mithin das bei der vorliegenden Apparatur zuverlässigste Maß für den Totaldruck.

Das Topatron gestattet weiterhin eine quantitative Analyse des Gases im Rezipienten. Die Messung beruht auf dem Prinzip des Linearbeschleunigers: ein Elektronenstrahl ionisiert das zu untersuchende Gasgemisch; mittels einer negativen Vorspannung werden die Ionen in ein Trennsystem befördert, das aus 10 hintereinander liegenden äquidistanten Gittern besteht. An den Gittern liegt eine HF - Spannung, dergestalt daß nur die Ionenart beschleunigt wird, die vermöge ihrer Masse und ihrer Ladung die Gitter in der richtigen Phase passiert. Eine positive Bremsspannung bewirkt, daß nur die Ionen den Ionenauffänger erreichen, die durch den Beschleunigungsvorgang genügend Energie erhielten. Durch Variation der Frequenz erfaßt man einen Bereich der Massenzahlen, der zwischen 2 und 100 liegt. Es stehen drei Frequenzbereiche zur Verfügung, die man durch entsprechende Steckspulen wählen kann:

Spule 1	M = 2 bis M = 10	(35 - 15 MHz)
Spule 2	M = 8 bis M = 50	(16 - 6 MHz)
Spule 3	M = 30 bis M = 100	(8 - 4 MHz) [11]

Für Restgasanalysen kommt praktisch nur Spule 2 in Frage.

Innerhalb des Bereiches läßt sich die Frequenz durch Hand oder einen Motor verändern (Drehkondensator). Der Motor überstreicht den gerade vorliegenden Frequenzbereich in etwa 6 Minuten. Deshalb lassen sich schnell verlaufende Vorgänge nicht untersuchen. Eine zuverlässige Partialdruckmessung erfordert mithin ein statisches oder dynamisches Druckgleichgewicht von mindestens 6 min Dauer. Zahlreiche Versuche haben gezeigt, daß das zur Verfügung stehende Nadelventil der Fa. Balzer diesen Anforderungen an die Konstanz des Gaseinlasses genügt. Beispiel: in 30 min Druckanstieg vom Sollwert $28 \cdot 10^{-6}$ Torr auf $29 \cdot 10^{-6}$ Torr (bei Helium).

Da die geeigneten Betriebsdaten von Brems- und Trennspeisung von dem jeweiligen Elektroden - Einbausystem abhängen, muß man die Einstellung von U_B und U_T durch Vorversuche ermitteln: durch das Nadelventil läßt man Luft einströmen, so daß sich ein dynamisches Druckgleichgewicht bei $10 \cdot 10^{-4}$ Torr einstellt (obere Grenze des Meßbereichs). Die richtige Einstellung von U_B und U_T ergibt sich aus zwei Forderungen:

- a.) die den einzelnen Gasarten entsprechenden peaks müssen hinreichend scharf von einander getrennt sein
- b.) die Höhen von N_2 - peak und O_2 - peak müssen der Zusammensetzung der Luft entsprechen: 78% N_2 , 21% O_2 , unter Berücksichtigung des Korrekturfaktors für die beiden Gase.

Als günstigste Werte ergaben sich die Einstellungen: $U_B = 7/37$, $U_T = 8/100$.

Das Topatron ist in seiner Anzeige - wie alle Ionisationsmanometer - von der Gasart abhängig. Für andere Gase als Luft muß man die Druckanzeige mit einem Korrekturfaktor multiplizieren. Die Literaturangaben in Bezug auf diese Korrekturfaktoren weichen von einander ab.

Die Ergebnisse von Eichmessungen mit einem Mac Leod - Manometer stimmen jedoch größenordnungsmäßig sowohl mit den Angaben von Wutz [12] überein als auch mit den Werten der Herstellerfirma. Das von der Fa. Leybold hergestellte Mac Leod - Manometer wurde in einigen konstruktiven Details abgeändert, so auch durch Einbau einer Kühlfalle für flüssige Luft. Die engen Rohrleitungen und die zahlreichen Knicke bedingen einen stark ausgeprägten Druckgradienten, d.h. der Druck wird zu groß gemessen. Deshalb ist eine Messung der absoluten Korrekturfaktoren nicht möglich, jedoch kann man das Verhältnis der Korrekturfaktoren zueinander relativ genau bestimmen.

Die folgende Tabelle gibt einen Vergleich zwischen den Korrekturfaktoren von Leybold und denen von Wutz. Dabei wurde berücksichtigt, daß sich die Angaben von Leybold auf Stickstoff als Äquivalentwert beziehen, die von Wutz auf Luft. Für die Messungen standen die Gase Wasserstoff, Helium, Stickstoff, Neon und Argon zur Verfügung (reinst; Lieferant:

G. Gauff, Frankfurt, bzw. Farbwerke Höchst, Werk Griesheim)

	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
	Wutz	Wutz	Mac Leod	Mac Leod	Leybold
	auf Luft	auf N ₂	auf Luft	auf N ₂	reduzierter
	bezogen	bezogen	bezogen	bezogen	Korrektur -
					faktor,
					bezogen auf N ₂
H ₂	2,00	2,30	1,51	1,86	2,58
He	5,55	6,38	(1,74)	(2,15)	5,52
N ₂	0,87	1,00	0,82	1,00	1,00
Ne	3,46	3,98	1,98	2,42	2,98
Ar	0,69	0,79	0,77	0,94	0,71
Luft	1,00	1,15	1,00	1,14	-

Den reduzierten Korrekturfaktor bei (5) - Leybold erhält man, in dem man den Wert "Empfindlichkeit" durch den Wert "korrigierte Empfindlichkeit" dividiert [11]. Er gibt den Einfluß der Gasart wieder wie die in Spalte (2) und (4) aufgeführten Faktoren. Die Abweichung für den He - Wert in (3) und (4) kam durch einen Lufteinbruch in den He - Vorratsbehälter während der Eichmessung zustande; er bleibt deshalb beim Vergleich unberücksichtigt. Die Übereinstimmung der Spalten (2) und (5) ist - bei Messungen im Hochvakuum - relativ gut. Sie wurden auch größenordnungsmäßig durch die Eichmessungen mit dem Mac Leod Manometer bestätigt. Da das Topatron bei der Totaldruckmessung auf Stickstoff als Äquivalentwert eingestellt war, wurden daher die von

Leybold angegebenen Werte den Druckumrechnungen bei der vorliegenden Arbeit zu Grunde gelegt.

10.) Restgasanalyse und Reinheitsgrad der Gase

Bei einem Restgastotaldruck von ca. $0,7 - 1,0 \cdot 10^{-6}$ Torr wird eine Aussage über den Einfluß des Testgases auf die Lebensdauer der Elektronenbahnen nur dann begründet sein, wenn die Zusammensetzung des Restgases quantitativ bekannt ist.

Die Restgaspartialdruckanalyse mit dem Topatron zeigt, daß der erreichbare Enddruck im wesentlichen durch den vorhandenen H_2O - Dampfdruck bestimmt wird; dann folgt der N_2 - Anteil, während O_2 bei weitem weniger vorkommt als es dem prozentualen Anteil des O_2 in der Luft entspricht. Dies liegt vermutlich daran, daß N_2 leichter (wegen des geringeren Molekulargewichts) durch das poröse Gußmessing der Apparaturwandung diffundiert als O_2 . Der Betrieb der Apparatur hat gezeigt, daß das praktisch erreichbare Endvakuum sich eingestellt hat, wenn der Partikaldruck des H_2O gleich dem des N_2 ist. Dies ist nach etwa 2 - 4 -stündiger Pumpzeit der Fall (je nach dem, ob in den vorhergehenden Tagen gepumpt wurde oder nicht). Längeres Pumpen - es wurde bis zu 10 Stunden gepumpt - verringert den H_2O - Partialdruck nur unwesentlich, während der N_2 - Druck konstant bleibt. Die optimale Leckrate betrug $4 \cdot 10^{-5} \text{ li Torr sec}^{-1}$. Abb. 13 zeigt das (unkorrigierte) Massenspektrum des Restgases bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ Torr. Das dynamische Druckgleichge-

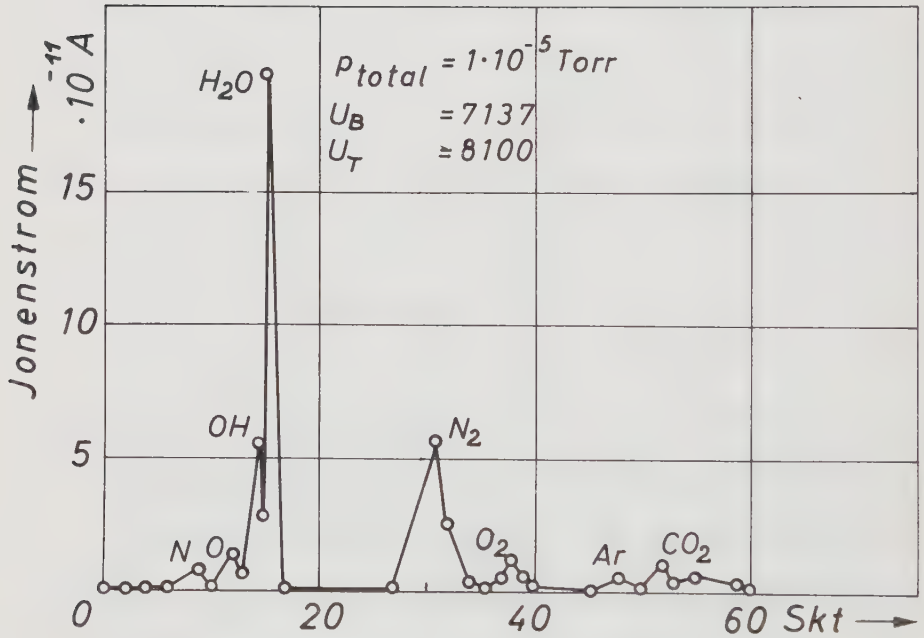


Abb. 13 Massenspektrum der Restgase bei $1 \cdot 10^{-5}$ Torr

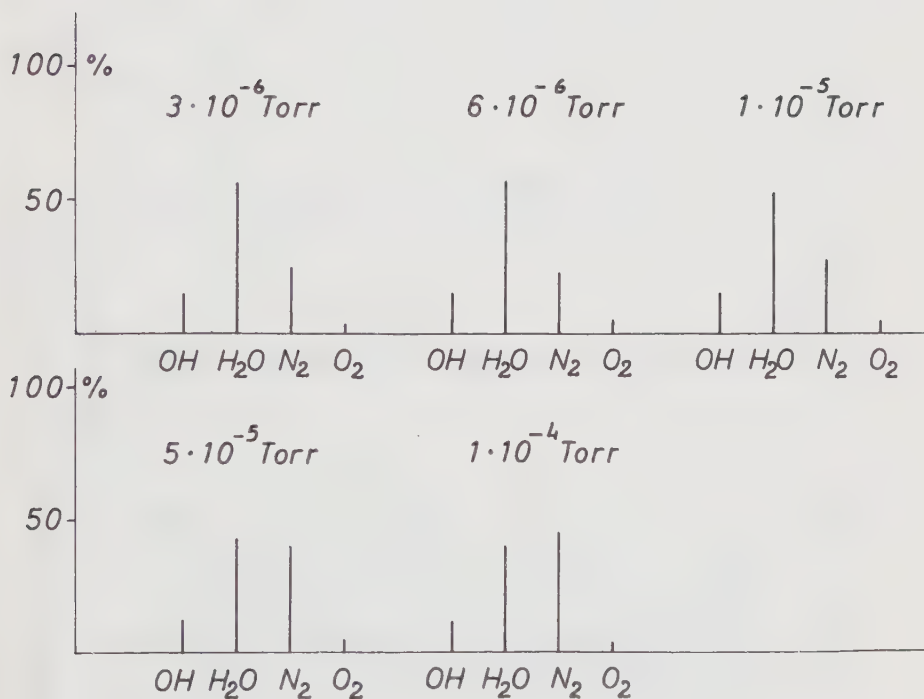


Abb.14 Zusammensetzung des Restgases

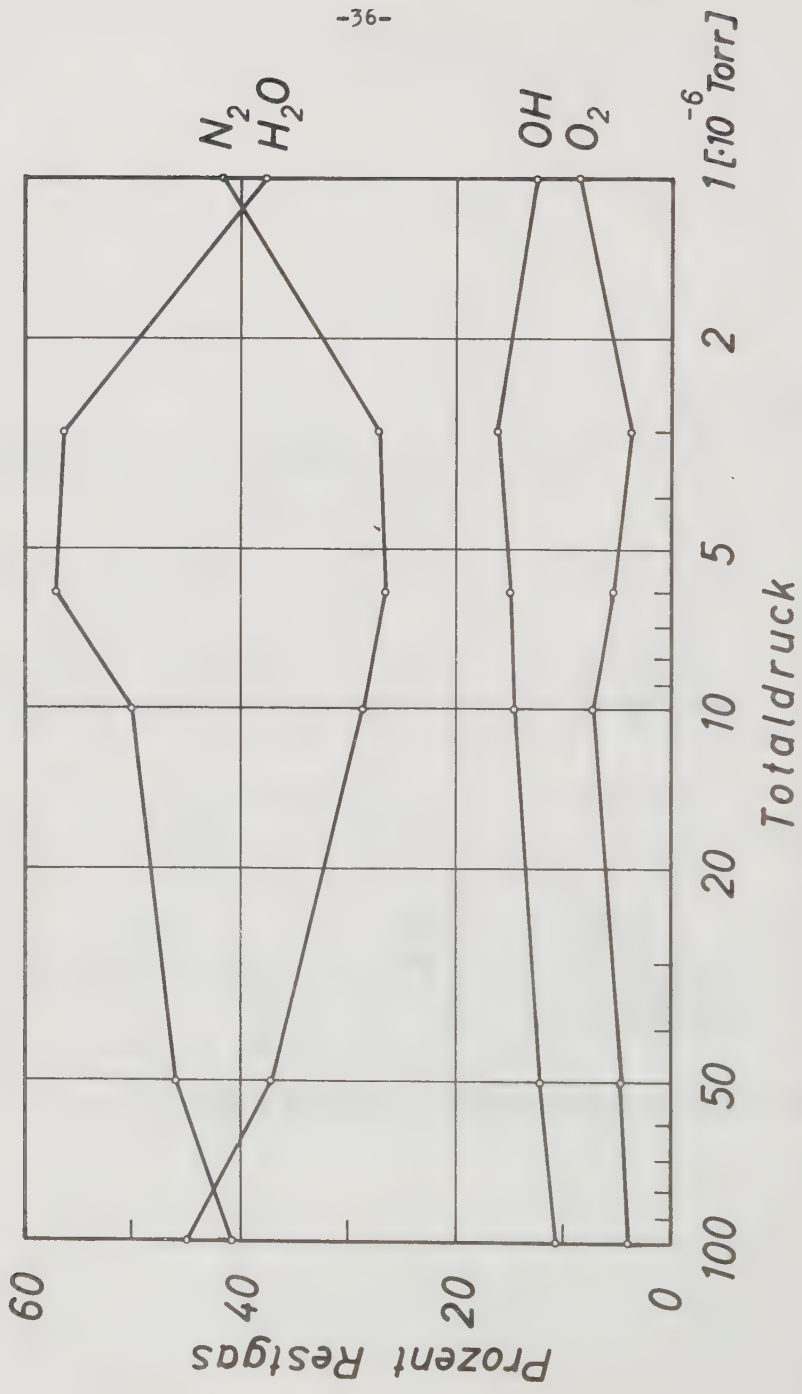


Abb. 15 Zur Zusammensetzung des Restgases

wicht erreicht man durch Drosselung der Pumpleistung mit dem Plattenventil. Die Abszisse gibt die Drehung des Kondensators im HF-Sender an; sie ist damit ein Maß für die Molekülmasse. Die Ordinate gibt den Ionenstrom an; nach Multiplikation mit der (tabellierten) Empfindlichkeit und dem entsprechenden Korrekturfaktor erhält man den Partialdruck.

Abb. 14 und Abb. 15 zeigen die Veränderung der Zusammensetzung des Restgases bei abnehmenden Druck. Man beschränkt sich zweckmäßigerweise auf die Hauptkomponenten OH, H₂O, N₂, O₂. Da sich die Korrekturfaktoren nur geringfügig von einander unterscheiden, geht man von dem direkt meßbaren Ionenstrom aus (der dem unkorrigierten Partialdruck entspricht). Dann wird so normiert, daß die Summe der Bestandteile jeweils 100% ergibt.

Um definierte Verhältnisse sicher zu stellen, wurden vor und nach den Lebensdauermessungen quantitative Partialdruckanalysen des Testgases durchgeführt. Der Anteil an Fremdbestandteilen rührte ausschließlich von den Restgasen im Rezipienten her. Dies zeigen Partialdruckanalysen bei verschiedenen Totaldrucken.

Die ca. 15 cm langen PVC - Schlauchleitungen von der Gasvorratsflasche zur Schlauchtülle des Nadelventils standen stets unter vollem Testgasdruck, so daß die Diffusion von Außenluft auf einen nicht mehr nachweisbaren Betrag herabsank. Die Zuleitungen waren durch einen Vakuumhahn unterbrochen, so daß man die Flaschen abnehmen und später wieder

anschließen konnte. Obwohl durch den Verbrauch der Gasdruck in der Flasche unter den Atmosphärendruck herabgesunken war, betrug nach ca. 3 Monaten Lagerzeit der Anteil der Fremdgase bei: H_2 : 10%, N_2 : 3%, Ne : 7%, Ar : 3%. Nur bei Helium war der Fremdanteil (vor allem Stickstoff) nach ca. 3 Monaten schon 25%; vermutlich ein Dichtungsfehler.

Die Abb. 16 zeigt eine Reinheitsgraduntersuchung am Beispiel des Argons. Die Partialdrucke bzw. die entsprechenden Signalströme sind als Funktion des Totaldrucks dargestellt. Um die Linearität nachzuweisen, wurde zum Vergleich die Anzeige eines Ionisationsmanometers mit aufgezeichnet.

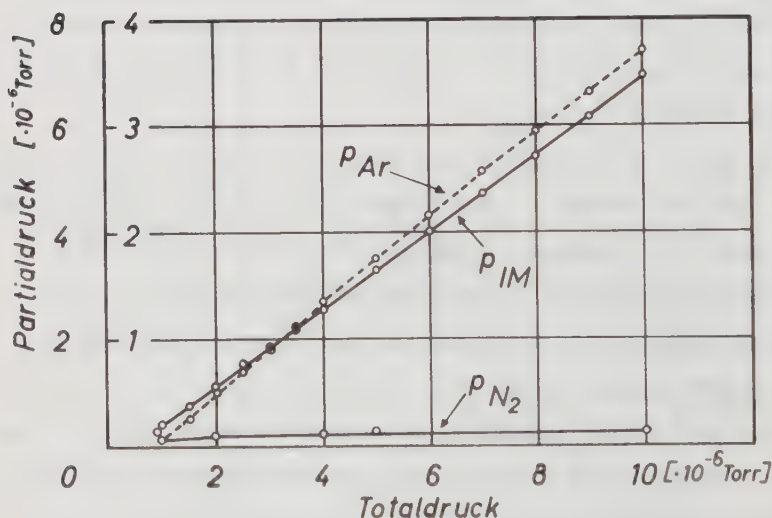


Abb. 16 Reinheitsgraduntersuchung bei Argon

11. Bestimmung der Lebensdauer

Um die Lebensdauer der Elektronenbahnen zu bestimmen, wird in definierten Zeitabständen vom Ende des Emissionsvorganges an die Sammelspannung eingeschaltet. Es sind Schritte von je 20 μ sec möglich. Das am Bildschirm sichtbare Signal (Multiplii-er-Impuls) stellt einen Mittelwert der in einer Wiederholungs- frequenz von 500 Hz entstehenden peaks dar. Zufällige Intensitätsschwankungen gleichen sich daher aus.

Mit zunehmender Laufzeit nimmt die Zahl der noch vorhandenen Elektronen ab, ebenso die Höhe der entsprechenden peaks. Die Größe des oszillographierten peak ist proportional der auf das Meßauge gelangten, durch die Zugspannung angehobenen Elektronen.

Um reproduzierbar auswerten zu können, werden die peaks photographiert (Rolleicord V b, 2 Vorsatzlinsen, Abstand ca. 25 cm, Blende 8, Belichtung je nach Film 1-4 sec; günstigste Filmsorte: Ilford 21 Din, Format 6 x 6). Durch Mehrfachbelichtung erhält man die zu einer Lebensdauerbestimmung erforderliche Folge von peaks auf ein Negativ s. Abb. 17, 18).

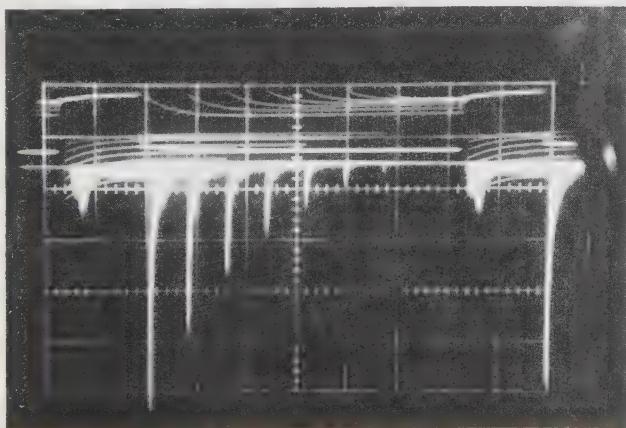


Abb. 17: Lebensdauerbestimmung; Restgas $p=0,9 \cdot 10^{-6}$ Torr; $n=0,104$; $\alpha=0,117$ $U_{HP}=2 \times 80$ V; $U_a = 300$ V; $U_g = 125$ V in Schritten von je 200 μ sec; Einschußdauer: 400 μ sec.

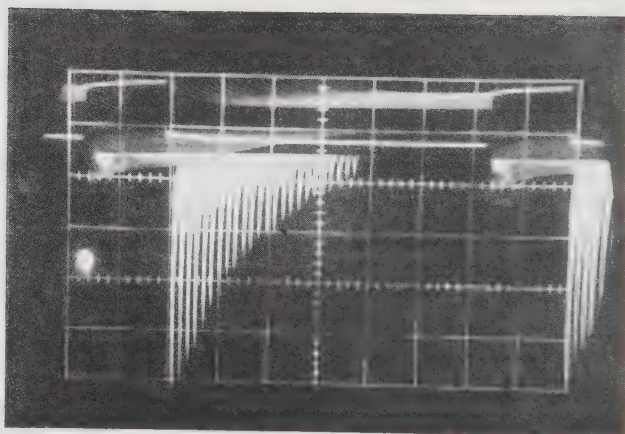


Abb. 18 Lebensdauerbestimmung: Restgas $p = 0,9 \cdot 10^{-6}$ Torr
 $n = 0,104$: $\chi = 0,117$ $U_{HF} = 2 \times 80$ V : $U_a = 300$ V
 $U_s = 125$ V in Schritten von je $40 \mu\text{sec}$
 Einschubdauer: $400 \mu\text{sec}$

Der Verlauf der peak - Höhen läßt einen zeitlich exponentiellen Abfall der Intensitäten vermuten. Trägt man den log der peak - Höhen als Funktion der Zeit auf, so erhält man in der Regel eine Gerade. Damit ist ein Lebens-

dauergesetz der Form:

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (32)$$

sichergestellt. τ ist die Zeit, in der die Zahl der Elektronen auf den $\frac{1}{e}$ - ten Teil abgesunken ist. Sie entspricht den mittleren Lebensdauern in analogen Gesetzen. Zur Bestimmung von τ stellt man im $t, {}_{10}\log I$ - Diagramm die Steigung der Geraden fest.

Es gilt:

$$\tau = 0,434 \frac{\Delta t}{\Delta y} \quad (33)$$

wobei $y = {}_{10}\log I$

Die peaks auf den 6 x 6 Rollfilmnegativen werden direkt ausgemessen. Da ein peak - Bild das Ergebnis von etwa 500 - 2000 Einzelsignalen ist, ergibt sich eine relativ scharfe obere Grenze der Schwärzung, so daß auf etwa $\pm 0,5$ mm ausgemessen werden konnte; bei einer Höhe von ca. 10 - 25 mm ergibt dies eine Unsicherheit von 5 - 2%.

Eine geringe Abweichung von der Geraden - Form ergibt sich nur bei verhältnismäßig hohen Drucken (etwa ab $6 \cdot 10^{-6}$ Torr) und niedrigen Feldindizes.

12.) Zusammenstellung der Meßergebnisse

Die nach 11.) bestimmten Lebensdauern τ der Elektronenbahnen werden in ihrer Abhängigkeit von Druck p , Fokussierungsgrad χ (bzw. Feldindex n) und Molekülmasse M untersucht. Bei den folgenden Darstellungen wurden jeweils zwei dieser Größen als Parameter aufgefaßt. τ ist dann eine Funktion der dritten Größe.

Abb. 19a zeigt $\tau = \tau(n)$ und $\tau = \tau(\chi)$ beim Restgasdruck von $0,8 \cdot 10^{-6}$ Torr (ca. 40% H_2O und 60% N_2). Es zeigt sich, daß bei χ als unabhängiger Variabler der Anstieg der Lebensdauer beinahe linear erfolgt; während $\tau = \tau(n)$ eine deutliche Krümmung aufweist. Eine theoretische Deutung dieses Sachverhalts soll in einer späteren Arbeit erfolgen.

Bemerkenswert ist die Übereinstimmung mit Messungen von Bundke [13], die bei einem Druck $p = 0,3 \cdot 10^{-6}$ Torr erfolgten (Abb. 19b). So ergibt sich zum Beispiel bei beiden Meßreihen im Bereich um $n = 0,10$ ein Absinken der Meßwerte unter den glatten Kurvenzug. Wegen des niedrigeren Druckes sind die Lebensdauern jeweils um ca. 250 μsec größer als im Fall der Abb. 19a.

Die Abb. 20a, 20b, 20c, 20d zeigen $\tau = \tau(p)$, wobei die Gasart den Scharparameter darstellt. Für jede Abbildung ist der Fokussierungsgrad χ konstant.

20a	:	χ	=	0,144	(n = 0,126)
20b	:	χ	=	0,139	(n = 0,122)
20c	:	χ	=	0,128	(n = 0,113)
20d	:	χ	=	0,118	(n = 0,105)

Die Auswertung der Negative ergab, daß die τ - Bestimmung bei großen χ - Werten am zuverlässigsten ist. Deshalb ergibt Abb. 20a die sichersten Aussagen dieser Meßgruppe. Sie zeigt:

- 1.) Mit wachsendem Druck nimmt τ erst sehr schnell und dann sehr langsam ab. Dies ist stark ausgeprägt bei den schwereren Gasen (Ar, N_2 und Luft).
- 2.) Bei den leichteren Gasen Ne, He und besonders bei H_2 gibt es bei steigendem Druck nach einer anfänglichen Abnahme wieder einen Anstieg von τ .

Qualitative Deutung: Die Mittelebene, in der auch der Sollkreis liegt, ist nach Beendigung des Einschußvorganges mit Elektronen angefüllt. Die durch Ionisation des Testgases außerhalb des Sollkreises entstehenden Elektronen werden (wegen der durch Bremsung bedingten Abnahme des Bahnradius) in den Sollkreis eingeschleust.

Einen im wesentlichen ähnlichen Verlauf zeigen die Abb. 20b, c, d. Bemerkenswert ist das Verhalten des Heliums, das bei $\chi = 0,128$ und im Druckbereich um $12 \cdot 10^{-6}$ Torr anomal große Lebensdauern aufweist.

Bei den Abb. 20 überdecken die einzelnen Gase keinen ge-

meinsamen Druckbereich. Dies hat meßtechnische Gründe: die untere Grenze für noch meßbare τ - Werte liegt bei ca. $40 - 60 \mu\text{sec}$. Bei schweren Gasen erreicht man dies schon bei $3 - 5 \cdot 10^{-6}$ Torr. Andererseits kann man bei leichteren Gasen nicht zu tieferen Drucken heruntergehen, weil dann die konstante Dosierung durch das Nadelventil nicht mehr gewährleistet ist.

Zu Abb. 20 und den folgenden Abb. sei noch bemerkt, daß die wenigen Meßpunkte noch nicht gestatten, eine etwaige Feinstruktur zu erkennen. Einer weiteren Arbeit wird es vorbehalten sein, durch eine dichtere Folge von τ - Werten eine Grundlage auch für quantitative Deutungen zu geben.

Die Abb. 21a,b,c zeigen $\tau = \tau(\chi)$ bei konstantem Druck. Während bei H_2 (Abb. 21a) kein monotoner Verlauf vorliegt (hier bedarf es für genauere Aussagen einer größeren Anzahl von Meßpunkten, s.o.), läßt sich bei N_2 erkennen: a) daß mit fallendem Druck die Lebensdauer zunimmt, b.) daß bei steigendem Druck (etwa ab $2,2 \cdot 10^{-6}$ Torr) die Lebensdauer nicht mehr vom Fokussierungsgrad χ bzw. vom Feldindex n abhängt. Vermutlich überlagern sich hier zwei Effekte: eine Abnahme von τ bei schwächer werdender Fokussierung und eine wachsende Einstreuung von Elektronen aus Bereichen außerhalb des Sollkreises - eine größere Zahl an Gasmolekülen bedingt eine größere Anzahl von Elektronen, die durch Ionisation entstehen.

Die gleichen Überlegungen gelten für Argon (Abb. 21c).

Die Abb. 22a,b,c,d,e,f zeigen $\tau = \tau(p)$ für jeweils ein bestimmtes Gas mit κ als Parameter. Man erhält die gleichen Aussagen wie für Abb. 20a,b,c,d.

Abb. 23 macht nochmals deutlich, daß bei gleichem Druck und gleichem Fokussierungsgrad die Lebensdauer abnimmt, wenn die Masse der Testgasmoleküle größer wird.

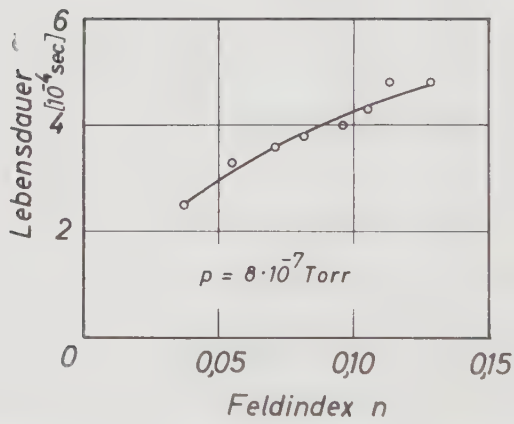


Abb. 19_a Lebensdauer in Abhängigkeit vom Feldindex bei Restgasdruck

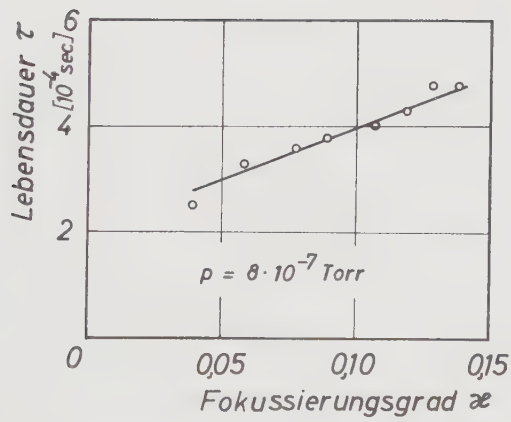


Abb. 19^a Lebensdauer in Abhängigkeit vom
Fokussierungsgrad bei Restgasdruck

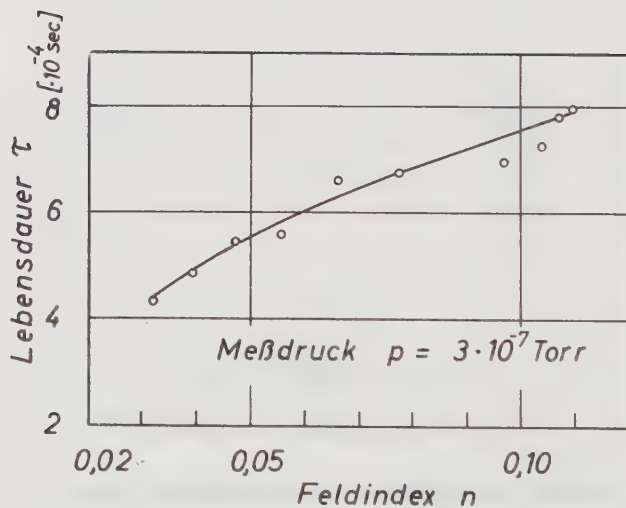


Abb. 19 b ₁ Lebensdauer in Abhängigkeit vom Feldindex
(Messung von Bundke [1])

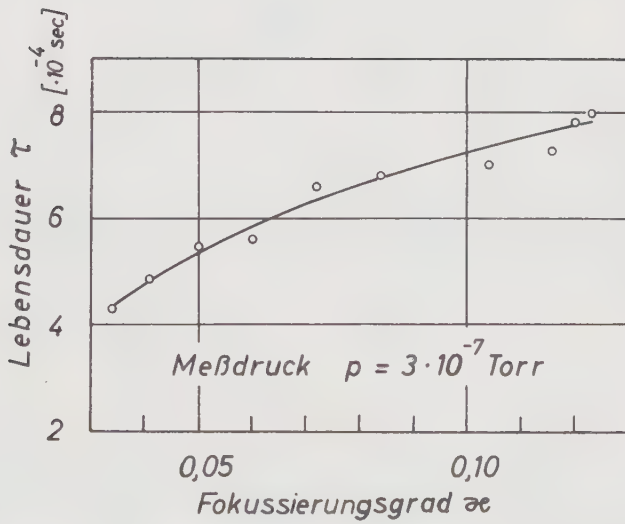


Abb. 19_b Lebensdauer in Abhängigkeit vom Fokussierungsgrad (Messung von Bundke [1])

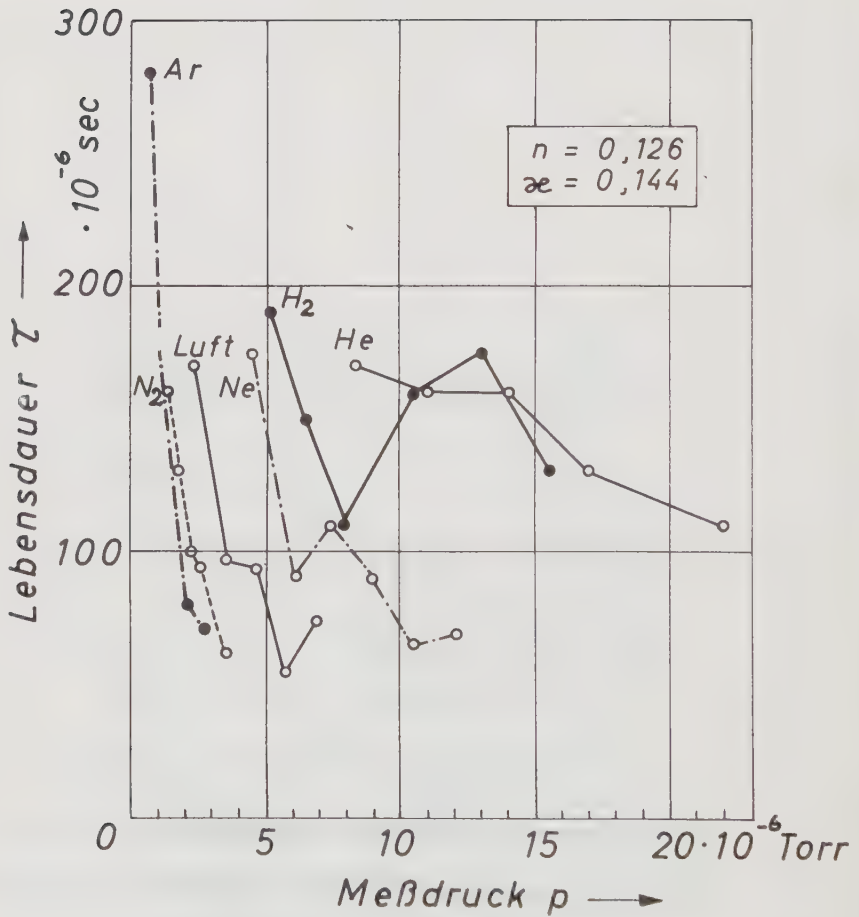


Abb.20a Abhängigkeit der Lebensdauer vom Meßdruck bei konst. Fokussierungsgrad

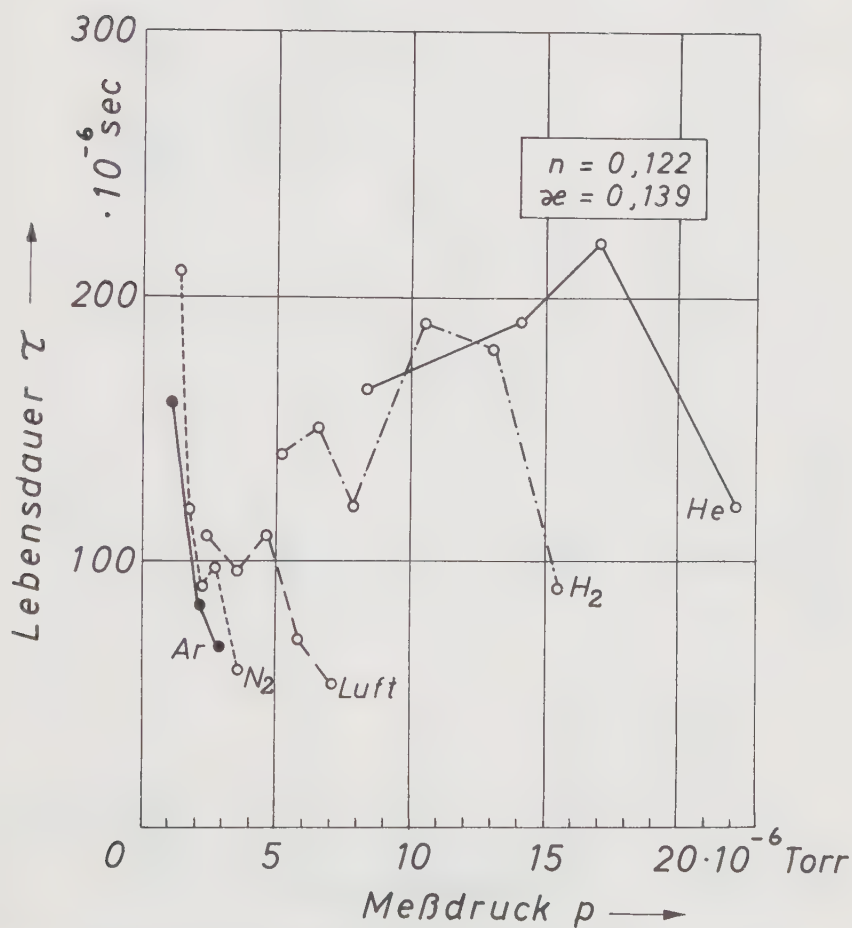


Abb.20b Abhängigkeit der Lebensdauer vom Meßdruck bei konst. Fokussierungsgrad

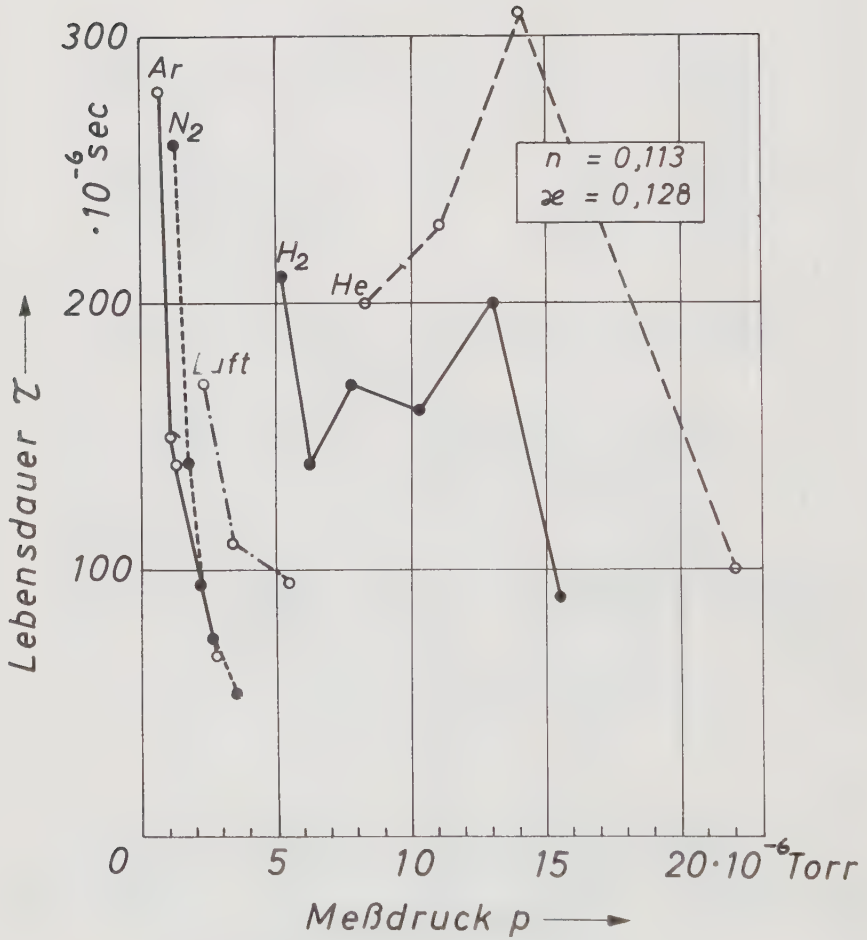


Abb.20c Abhängigkeit der Lebensdauer vom Meßdruck bei konst. Fokussierungsgrad

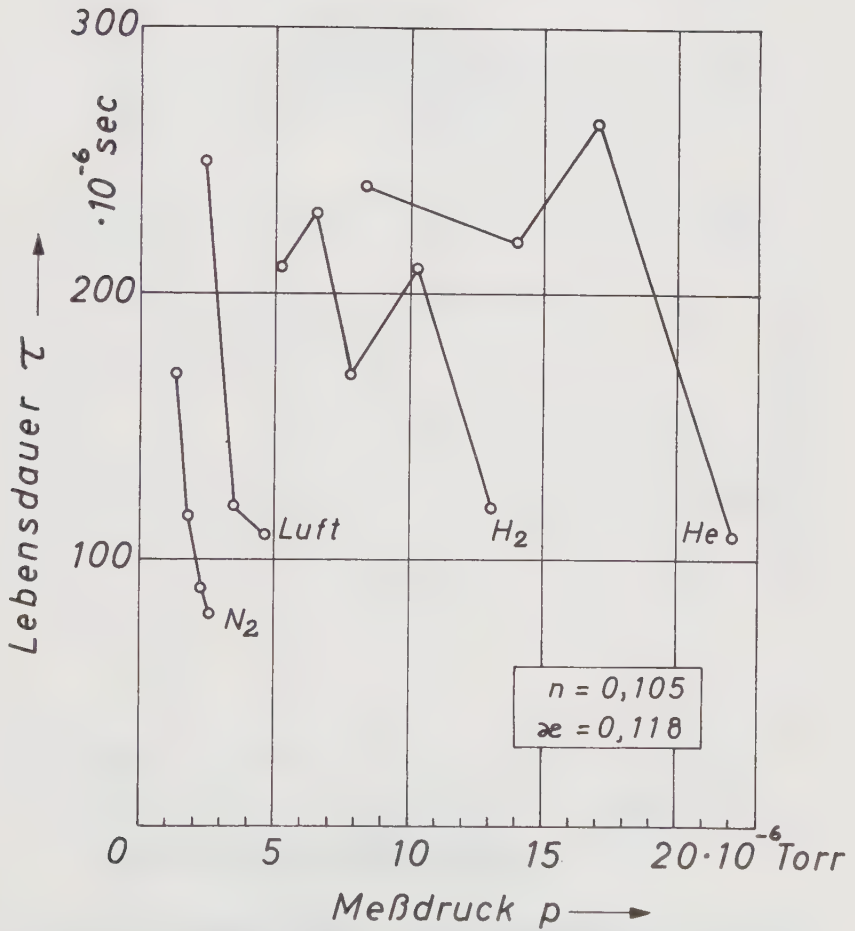


Abb.20d Abhängigkeit der Lebensdauer vom Meßdruck bei konst. Fokussierungsgrad

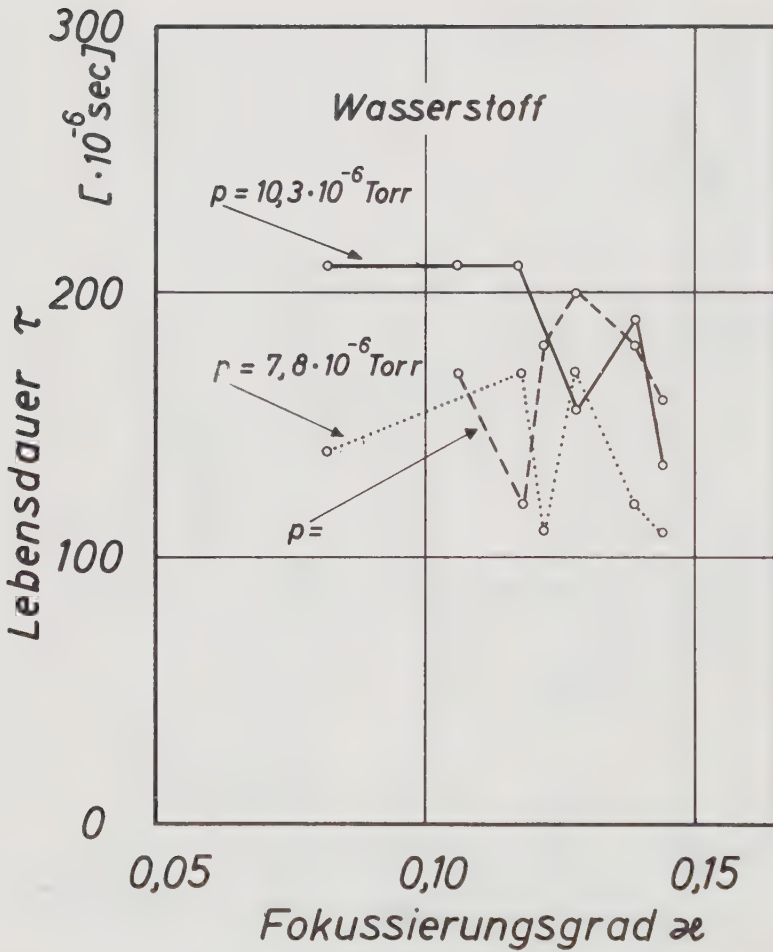


Abb. 21a Lebensdauer in Abhängigkeit vom Fokussierungsgrad bei Wasserstoff

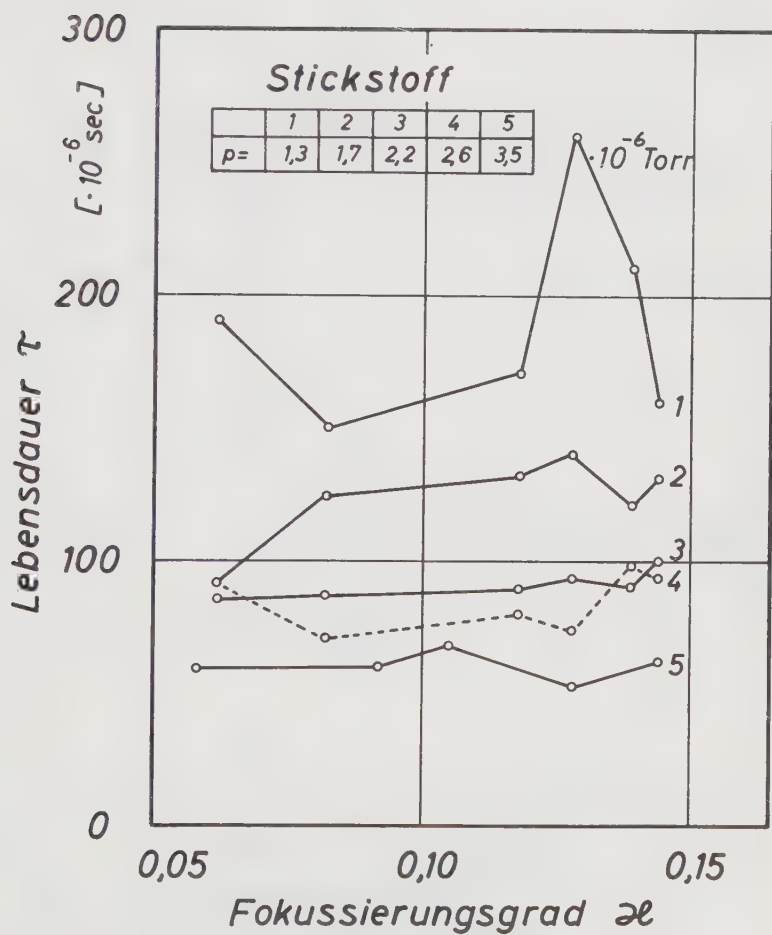


Abb.21b Abhängigkeit der Lebensdauer vom Fokussierungsgrad bei Stickstoff

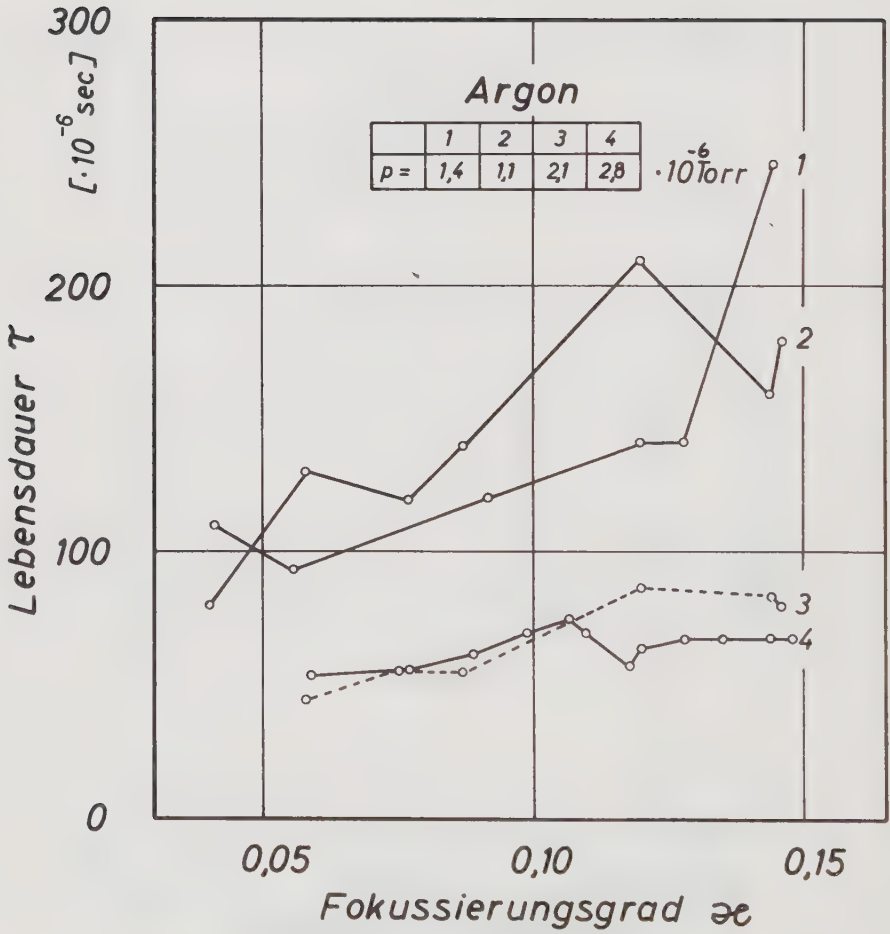


Abb. 21c Abhängigkeit der Lebensdauer vom Fokussierungsgrad bei Argon

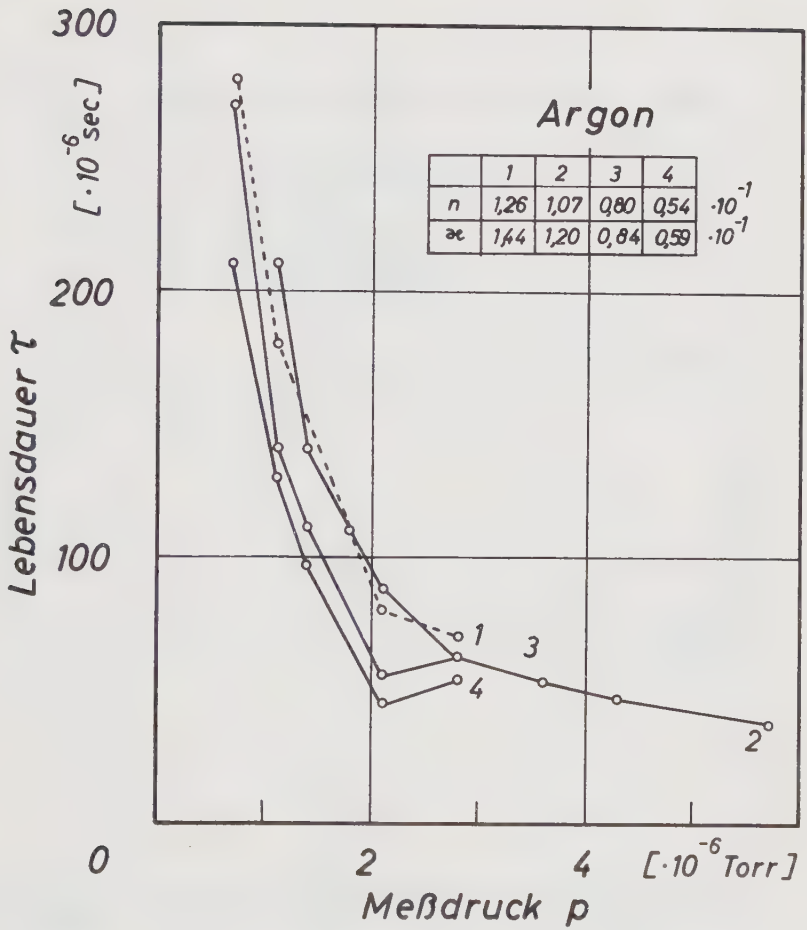


Abb.22a Lebensdauer in Abhängigkeit vom Meßdruck bei Argon

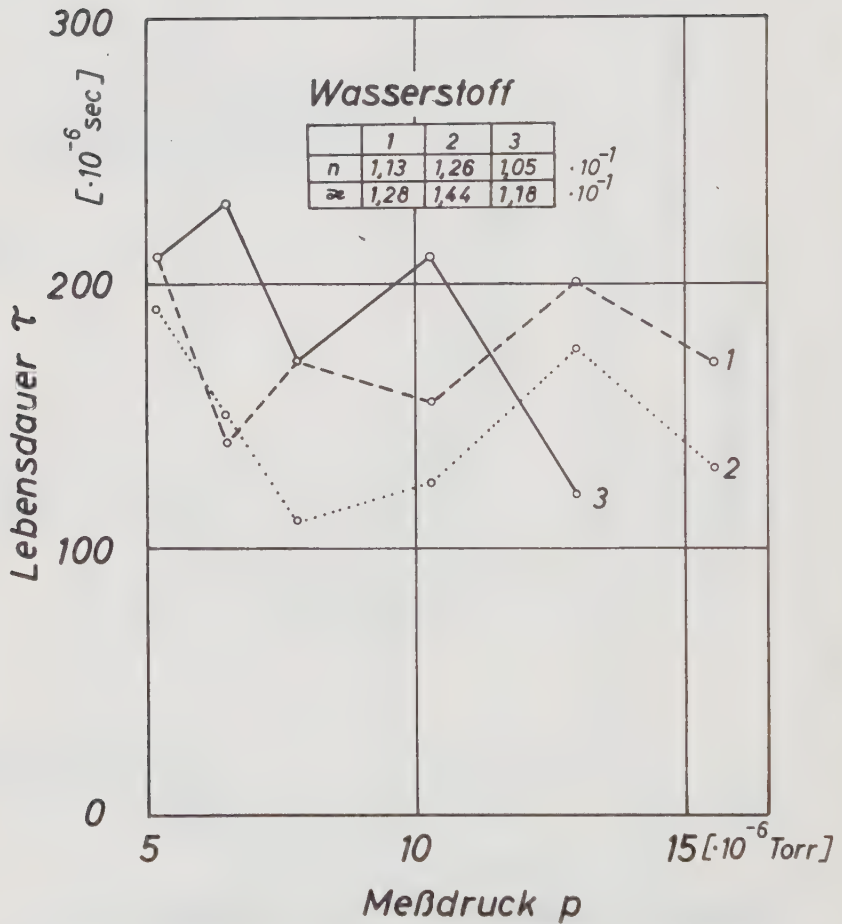


Abb.22b Lebensdauer in Abhängigkeit vom
Meßdruck bei Wasserstoff

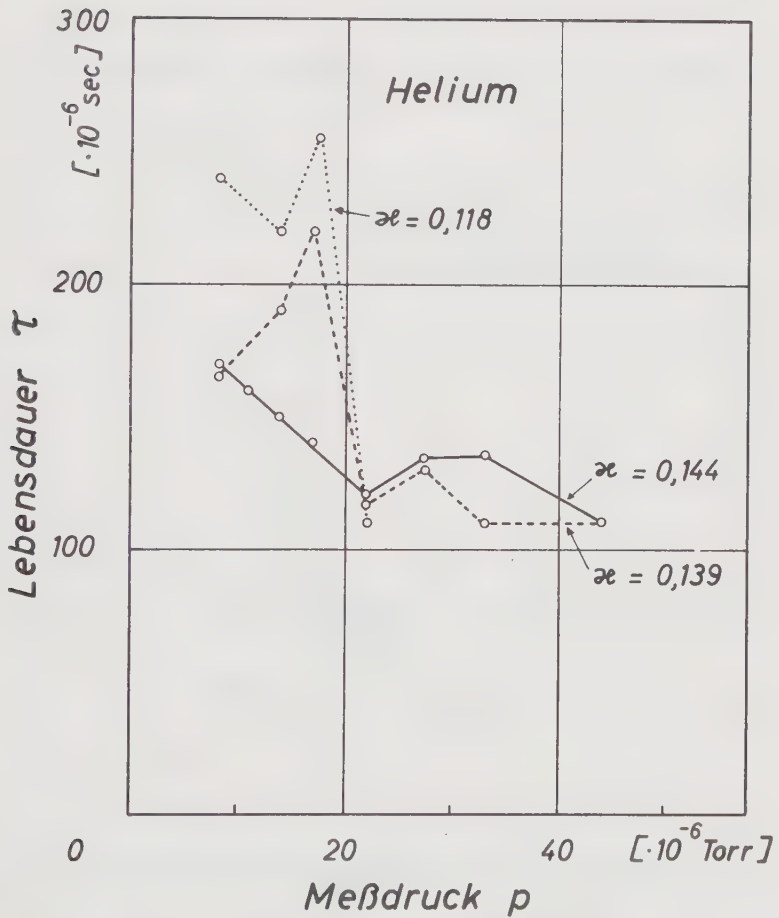


Abb. 22c Lebensdauer in Abhängigkeit vom Meßdruck bei Helium

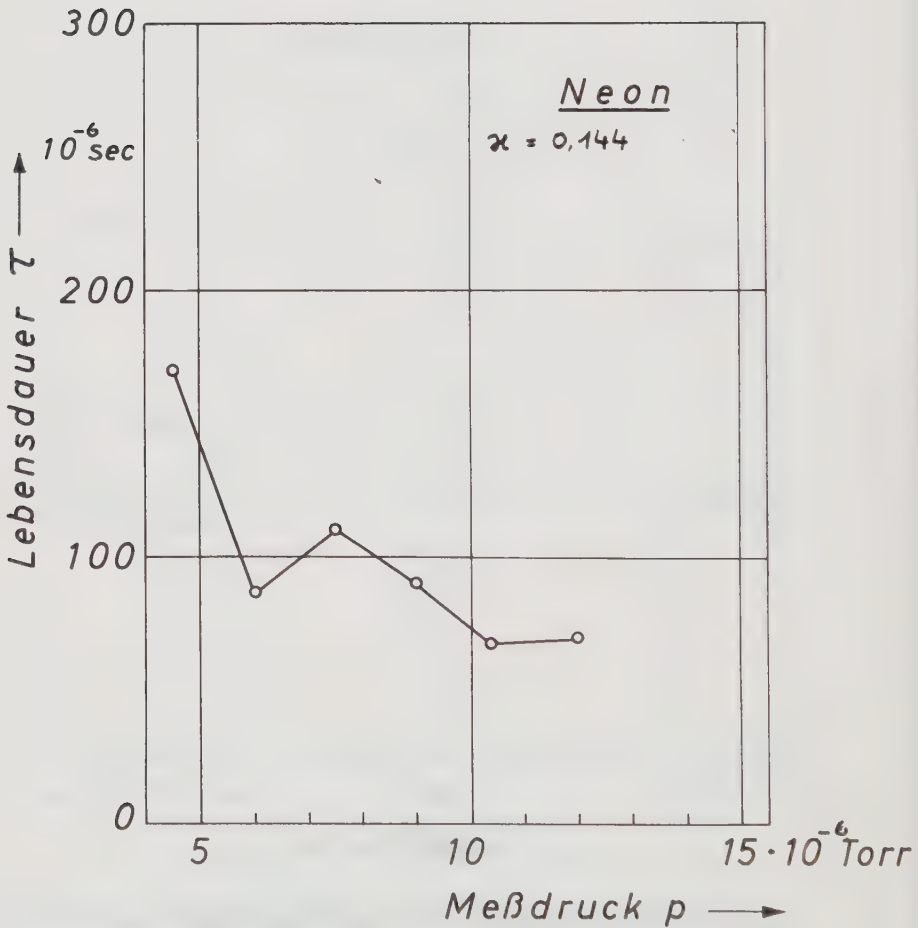


Abb. 22d Abhängigkeit der Lebensdauer vom Meßdruck bei konst. Fokussierungsgrad

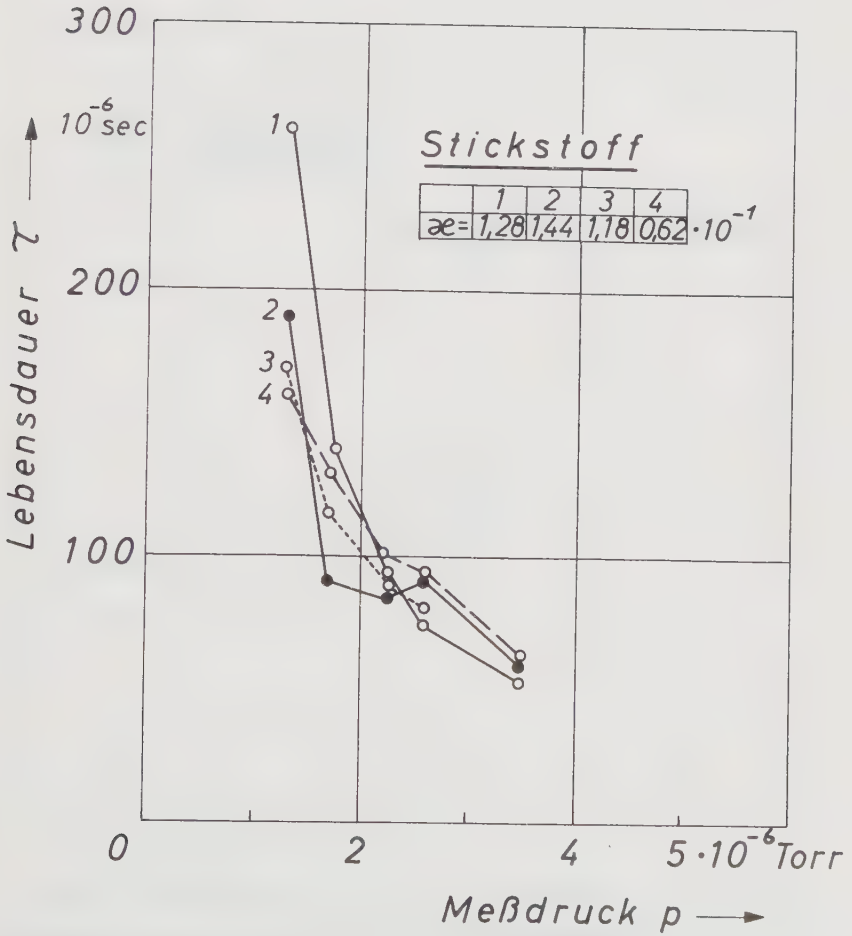


Abb. 22e Abhängigkeit der Lebensdauer vom Meßdruck bei konst. Fokussierungsgrad

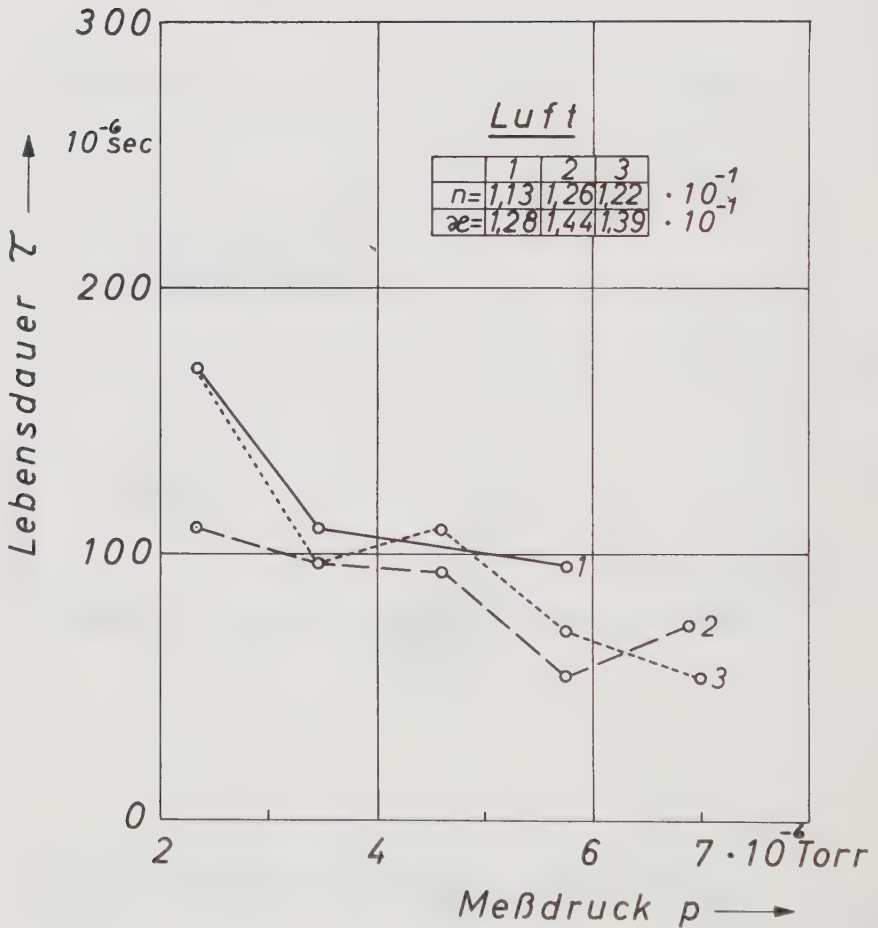


Abb. 22f Abhängigkeit der Lebensdauer vom Meßdruck bei konst. Fokussierungsgrad

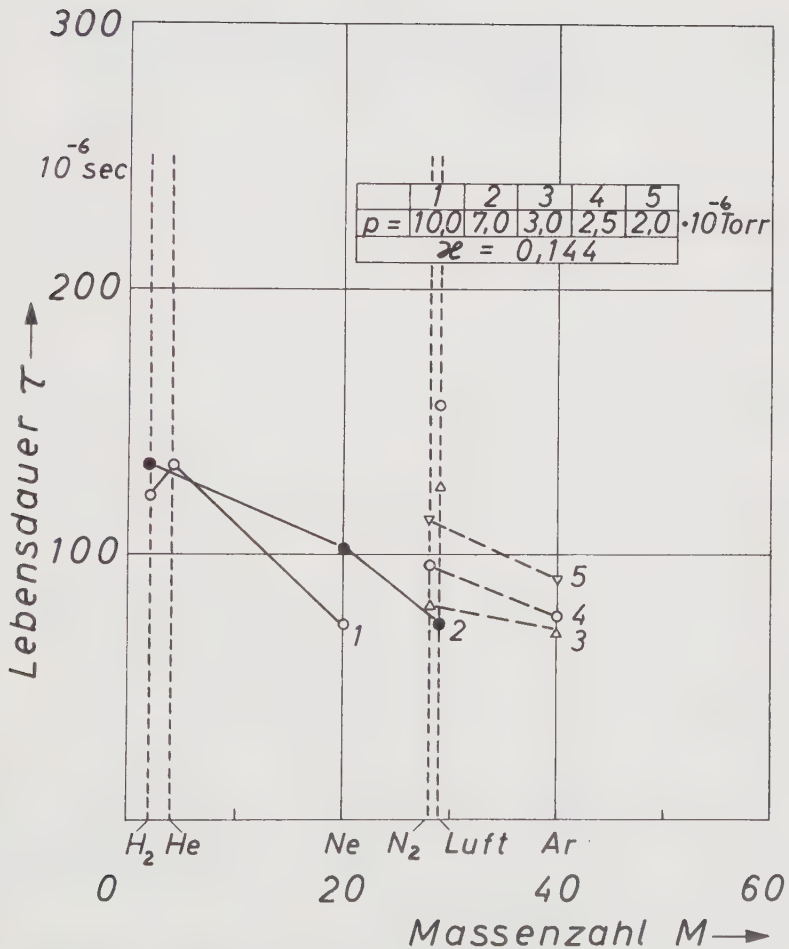


Abb.23 Abhängigkeit der Lebensdauer von der Molekülmasse bei konst. Druck und konst. Fokussierungsgrad

13. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß von Gasart und Druck auf die Lebensdauer von Elektronenbahnen im fokussierenden Magnetfeld untersucht.

Zur Verfügung standen die Gase H_2 , He, Ne, N_2 , Luft und Ar bei Drucken zwischen $1 \cdot 10^{-6}$ (bei N_2) und $44 \cdot 10^{-6}$ Torr (bei He). Die Fokussierungsgrade lagen zwischen 0,039 und 0,148.

Die beobachteten Lebensdauern lagen zwischen $0,36 \cdot 10^{-4}$ sec (Argon, $7,1 \cdot 10^{-6}$ Torr, $\chi = 0,120$) und $2,5 \cdot 10^{-4}$ sec (Helium, $17 \cdot 10^{-6}$ Torr, $\chi = 0,118$). Bei einem Druck von $0,8 \cdot 10^{-6}$ Torr (Restgas) erreicht man Lebensdauern bis $4,8 \cdot 10^{-4}$ sec ($\chi = 0,148$).

Bei Ar, N_2 und Luft nimmt die Lebensdauer bei wachsendem Druck erst schnell und dann sehr langsam ab. Bei Ne, He und H_2 ergibt sich nach anfänglicher Abnahme ein Anstieg der Lebensdauern.

Während allgemein bei steigendem Fokussierungsgrade die Lebensdauer zunimmt, zeigt sich bei N_2 und Ar, daß bei höheren Drucken (etwa ab $2,2 \cdot 10^{-6}$ Torr) die Lebensdauer von der Fokussierung unabhängig ist.

Bei He zeigen sich im Bereich $\chi = 0,118$ und $p = 10 \cdot 10^{-6}$ Torr anomal große Lebensdauern

Um den Fokussierungsgrad χ aus der Stromverteilung α von Feld- und Gegenfeldspule zu bestimmen, wird das Feld der Spulenanordnung unter Berücksichtigung des endlichen Wicklungsquerschnittes berechnet. Die Potentialmulden, in denen sich die fokussierten Teilchen bewegen, werden explizit angegeben.

14. Anhang: Das Magnetfeld

A. Geometrische Daten der Spulenanordnung

Das zur Führung und Fokussierung benötigte Magnetfeld wird von zwei Helmholtzspulen und einer Gegenfeldspule erzeugt. Im folgenden beziehen sich der Index H auf das Helmholtzfeld, der Index D auf das Gegenfeld. Die Koeffizienten α und β beziehen den Querschnitt der Wicklung auf den mittleren Radius der jeweiligen Spule. Zur Anordnung der Spulen siehe Abb. 24.

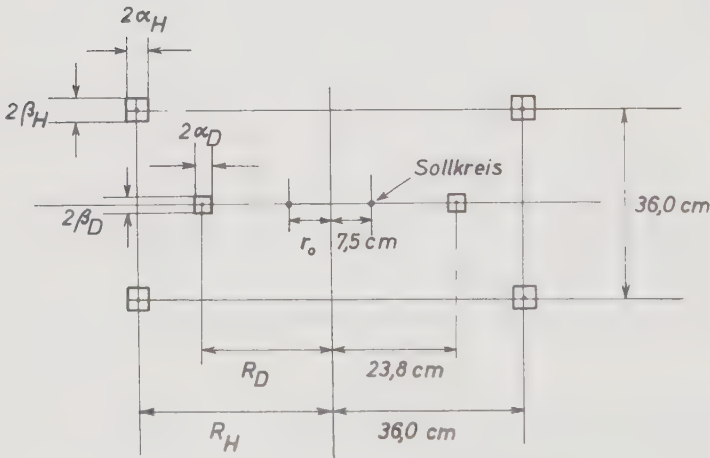


Abb. 24 Anordnung von Helmholtzspulen und Gegenfeldspule

Für das Helmholtzfeld gilt:

$$\begin{aligned}
 R_H &= 36,0 \text{ cm} & 2 n_H &= 2 \times 300 \text{ Windungen} \\
 \alpha_H R_H &= 2,1 \text{ cm} & \alpha_H &= 0,0583 \\
 \beta_H R_H &= 2,4 \text{ cm} & \beta_H &= 0,0667 \\
 \rho_{oH} &= \frac{r}{R_H} \text{ ist der auf den (Helmholtz-)Feldspulenradius} \\
 & \text{normierte Sollkreisradius} \\
 \rho_{oH} &= 0,208
 \end{aligned}$$

Für das Gegenfeld gilt:

$$\begin{aligned}
 R_D &= 23,8 \text{ cm} & n_D &= 120 \text{ Windungen} \\
 \alpha_D R_D &= 1,35 \text{ cm} & \alpha_D &= 0,0567 \\
 \beta_D R_D &= 1,6 \text{ cm} & \beta_D &= 0,0672 \\
 \rho_{oD} &= \frac{r}{R_D} \text{ ist der auf den Gegenfeldspulenradius nor-} \\
 & \text{mierte Sollkreisradius} \\
 \rho_{oD} &= 0,315
 \end{aligned}$$

B. Einfluß des Spulenquerschnitts

Berücksichtigt man den endlichen Querschnitt der Spulenwicklungen, dann ergibt eine Rechnung, die ihres Umfanges wegen weggelassen wird, für die Feldstärken:
Helmholtzfeld:

$$\begin{aligned}
 B_z(\rho_H) &= \frac{32\sqrt{5}}{100} \frac{4\pi}{R_H} \frac{I_H}{c} \left(1 - \frac{1}{15} \alpha_H \right) \left(1 - \frac{32}{1000} (31 \alpha_H^2 - 36 \beta_H^2) \rho_H^2 \right. \\
 & \quad \left. - \frac{432}{1000} \rho_H^4 - \dots \right) n_H \quad (A1)
 \end{aligned}$$

$$B_z (\rho_H) (\tau) = 7,49 (1 + 0,00179 \rho_H^2 - 0,432 \rho_H^4 \pm \dots) \cdot I_{(A)} \quad (A2)$$

$$B_z (0) (\tau) = 7,49 \cdot I_{(A)} \quad (A3)$$

Gegenfeld:

$$B_z (\rho_D) = \frac{1}{2} \frac{4}{10} \frac{I}{c} \frac{1}{R_D} \left(1 + \frac{1}{3} \alpha_D^2 - \frac{1}{2} \beta_D^2 \right) \\ \left(1 + \frac{3}{4} \left(1 + \frac{3}{5} \alpha_D^2 - 2 \beta_D^2 \right) \rho_D^2 + \frac{45}{64} \rho_D^4 + \dots \right) n_D \quad (A4)$$

$$B_z (\rho_D) (\tau) = 3,16 (1 + 0,746 \rho_D^2 + 0,703 \rho_D^4 + \dots) I_{(A)} \quad (A5)$$

$$B_z (0) (\tau) = 3,16 I_{(A)} \quad (A6)$$

Von Interesse ist das Feld am Sollkreisradius. Hierfür gilt:
 $\rho_{OH} = 0,208$; $\rho_{OD} = 0,315$. Einsetzen in die Näherungsformeln für die Feldstärken zeigt, daß beim Helmholtzfeld die Abweichung von der Mittelpunktfeldstärke nur - 0,07% beträgt, beim Gegenfeld jedoch + 8,1%, d.h. das Helmholtzfeld kann praktisch als konstant angesehen werden; der Feldabfall wird mithin durch die Gegenfeldspule bewirkt.

Der endliche Querschnitt des Spulenkörpers bedingt nur eine geringfügige Abweichung vom Fall des linearen Stromringes. Die numerische Auswertung der von α_H , β_H , α_D und β_D abhängigen Korrekturterme zeigt: Das Feld im Mittelpunkt ist bei den Helmholtzspulen um 0,2% kleiner, bei der Gegenfeldspule um 0,1% kleiner als im Fall der linearen Leiter. Beim Helmholtzfeld tritt noch ein quadratischer Term hinzu, der an Stelle des Sollkreises nur ca. 10% des Terms vierter Ordnung beträgt, d.h. für die vorliegende Feldkonfiguration

ohne Bedeutung ist.

Beim Gegenfeld erhält der quadratische Term den Koeffizienten 0,746 anstatt 0,750. Am Ort des Sollkreises bewirkt dies eine Abweichung von - 0,05 % gegenüber dem Fall des linearen Leiters.

Diese Abschätzungen zeigen, daß der Einfluß des endlichen Querschnitts des Spulenkörpers bei der vorliegenden Versuchsanordnung vernachlässigt werden kann. Deshalb kann man die Ergebnisse der Rechnungen benutzen, die die Verhältnisse bei ideal dünnen Leitern beschreiben.

Es sei α das Verhältnis des durch die Gegenfeldspule fließenden Stromes I_D zum Strom I_H , der durch die Helmholtzspulen fließt. Es gilt mithin:

$$I_D = \alpha I_H \quad (A\ 7)$$

Für die radiale Abhängigkeit von B_z erhält man - wobei gleich auf ρ_D umgerechnet wurde:

$$B_z(\rho_D)(r) = 3,16 \cdot (2,37 - \alpha) I_H$$

$$\left(1 - \frac{0,746}{2,37} \frac{\alpha}{\alpha} \rho_D^2 - \frac{0,196 + 0,702}{2,37} \frac{\alpha}{\alpha} \rho_D^4 \dots \right) \quad (A\ 8)$$

Am Ort des Sollkreises gilt dann:

$$B_z(r) = (7,49 - 3,42 \alpha) I_H \quad (A\ 9)$$

C. Zum fiktiven Potential: die Zugspannung.

Von Interesse ist der Verlauf der Potentialfunktion (27) in axialer Richtung. $\psi(0, \eta)$ beschreibt das Verhalten der Elektronen bei Anlegen einer (Zug-) Spannung an zwei ober- bzw. unterhalb des Sollkreises liegenden Metallplatten (Sammelplatten). Es ist:

$$\psi(0, \eta, I_H, \alpha) = 0,205 \cdot 10^3 \cdot I_H^2 \cdot (\alpha - 0,466 \alpha^2) \cdot \eta^2 \quad (\text{A } 10)$$

I_H wird nach (11) eliminiert; dies ergibt:

$$\psi(0, \eta, \alpha) = 4,65 \cdot 10^3 \frac{\alpha}{1 - 0,457 \alpha} \eta^2 \quad (\text{A } 11)$$

Wie in [10] näher ausgeführt wurde, treffen die durch die Zugspannung angehobenen Elektronen aus dem Bereich des Sollkreises auf einen unterhalb der oberen Sammelplatte angebrachten Leuchtschirm, der ihrem Nachweis dient.

Die Entfernung des Leuchtschirms vom Sollkreis beträgt nach [10] $z_d = 1,35$ cm; dem entspricht $\eta_d = 5,67 \cdot 10^{-2}$. Der Abstand der beiden Sammelplatten beträgt $d = 2,9$ cm. Beim Anheben der Bahnebene auf die Detektorebene z_d ergibt sich ein Gleichgewicht zwischen der elektrischen Kraft

$$K_{el} = \frac{U}{d} \cdot e \quad (\text{A } 12)$$

und der magnetischen Fokussierungskraft

$$K_{fok} = e \cdot \text{grad } \psi \quad (\text{A } 13)$$

Die Ausführung der Differentiation und das Einsetzen der numerischen Werte führt auf die erforderliche (maximale) Zug-

spannung:

$$U = 850 \cdot n \quad (A14)$$

in guter Übereinstimmung mit [10], (21) ($U = 880 \cdot n$).

15. Literatur

- [1] Bundke, W. : Dissertation, Universität Frankfurt am Main, 1960
- [2] Greenberg, J.M. Rev. Sci.Instr. 22, 293 (1951)
Berlin, T.H. :
- [3] Moravcsik, M.J.: Phys.Rev. 100, 1009 (1955)
- [4] Moravcsik, M.J., Rev. Sci. Instr. 26, 1185 (1955)
Sellen, J.M. :
- [5] Hund, F. : Einführung in die theoretische Physik, Bd. II, S. 261, Leipzig: VEB Bibliographisches Institut Leipzig 1951
- [6] Wutz, F.: Theorie und Praxis der Vakuum-technik, S. 19-21. Braunschweig: Friedr. Vieweg u. Sohn 1965.
- [7] Dänzer, H. : Fiat Rev. 14,61 (1953)
- [8] Kopfermann, H.: Ergeb. ex. Nat.wiss. 1949, Die Elektronenschleuder
- [9] Bundke, W., Z. angew. Physik 19, 437 (1965)
Schramm, H.:
- [10] Bundke, W.: Z. angew. Physik 19, 442 (1965)
- [11] .-. Gebrauchsanweisung zum Topatron - Hochfrequenz - Massenspektrometer, Köln: Leybolds Nachfolger 1964
- [12] Wutz, F.: 1b. S. 68.
- [13] Bundke, W.: Z. angew. Physik 20, 282 (1966)

16. Lebenslauf und Daten zum Ausbildungsgang

Als Sohn des Gutsoberverwalters Raimund Schramm und seiner Ehefrau Stephanie, geb. Malkrab wurde ich am 6.4. 1933 in Witkowitz(Mähren) geboren.

Von 1946 bis 1952 besuchte ich die Hohe Landesschule (Staatliches Realgymnasium) in Hanau, wo ich am 10.3.1952 die Reifeprüfung ablegte. An der Johann Wolfgang Goethe-Universität studierte ich vom Sommersemester 1952 bis zum Sommersemester 1959 Physik, Mathematik und Philosophie. 1954 legte ich die Diplomvorprüfung, am 14.5.1958 die Diplomhauptprüfung und am 1.7.1959 die wissenschaftliche Prüfung für das Lehramt an höheren Schulen ab.

Vom 1.11.1957 bis 31.3.1959 und vom 1.8.1959 bis 30.9. 1959 war ich wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für angewandte Physik der Universität (Direktor: Prof. Dr. H. Dänzer). Vom 21.10.1959 bis 30.9.1961 war ich im Vorbereitungsdienst für das Lehramt an höheren Schulen. Ab 1.10.1961 unterrichtete ich Physik und Mathematik an der Hohen Landesschule in Hanau. Ebenfalls ab Oktober 1961 fertigte ich unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. H. Dänzer im Institut für angewandte Physik der Universität meine Dissertation an.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren R. Baer, E.A. Behrens, E. Burger, M. Czerny, H. Dänzer, E. Ernst,

R. Förstner, W. Franz, L. Genzel, G. Haase, R. Honerjäger, F. Hund, O. Monsheimer, R. Moufang, B. Mrowka, H.A. Müser, P. Royen, L. Sauer, J. Schaaf, O. Schäfer, K. Schiller, K. Schmid, H. Schröder, W. Sturmfels, H. Weinstock, Th. Wieland.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. Dänzer danke ich herzlich für die Möglichkeit, in seinem Institut zu arbeiten, und für seine stete Förderung dieser Arbeit.

Herr Kustos Dr. W. Bundke hat die Arbeit, die in wesentlichen Teilen die Fortführung einer von ihm begründeten Methode war, angeregt und in allen Phasen mit Rat und Tat unterstützt. Dies sei hier nochmals dankend hervorgehoben.

Ebenso danke ich Herrn Dipl.Phys. M. Bartholmes für wertvolle Diskussionen und Herrn Mechanikermeister Hofmann für die sorgfältige Anfertigung apparativer Hilfsmittel.

